



Recherche de particules supersymétriques se désintégrant en R-parité violée (couplage λ_{121}) dans un état final à trois leptons, avec les données du Run II de l'expérience DØ au TeVatron

Anne-Marie Magnan

► **To cite this version:**

Anne-Marie Magnan. Recherche de particules supersymétriques se désintégrant en R-parité violée (couplage λ_{121}) dans un état final à trois leptons, avec les données du Run II de l'expérience DØ au TeVatron. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 2005. Français. NNT: . tel-00010520

HAL Id: tel-00010520

<https://theses.hal.science/tel-00010520>

Submitted on 12 Oct 2005

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Université Joseph Fourier-Grenoble 1 - U.F.R. de Physique

THÈSE

présentée à l'Université Joseph Fourier

pour obtenir le titre de

DOCTEUR EN SCIENCES

Spécialité : Physique

par

Anne-Marie MAGNAN

**Recherche de particules supersymétriques se désintégrant en
R-parité violée (couplage λ_{121}) dans un état final à trois leptons,
avec les données du Run II de l'expérience DØ au TeVatron**

JURY

Emmanuelle Perez

Robert Zitoun

Michael Klasen

Elemer Nagy

Gerard Sajot

Yannick Arnoud

CEA Saclay DAPNIA SPP

LAPP Annecy-le-vieux, Université de Chambéry

LPSC Grenoble, Université Grenoble 1

CPP Marseille, Université de la Méditerranée

LPSC Grenoble, Université Grenoble 1

LPSC Grenoble, Université Grenoble 1

Rapporteur

Rapporteur

Examineur

Examineur

Directeur de thèse

Co-directeur de thèse

Thèse préparée au Laboratoire de Physique Subatomique et de Cosmologie de Grenoble

soutenue le 12 Juillet 2005

Table des matières

1	Le Tevatron	7
1.1	De la création des particules à la collision	8
1.2	fonctionnement d'une cavité radio-fréquence	11
1.2.1	champ dépendant du temps	11
1.2.2	Propagation dans un guide d'onde cylindrique	13
1.2.3	Cavités résonantes	14
1.3	fonctionnement d'un klystron	15
1.4	Les refroidissements stochastique et par faisceau d'électrons	16
1.5	Luminosité	18
2	Le détecteur DØ	23
2.1	Les détecteurs de traces	25
2.2	Les calorimètres électromagnétique et hadronique	29
2.3	Le système de détection des muons	36
3	Supersymétrie et violation de la R-parité	39
3.1	Rappels sur le Modèle standard	39
3.1.1	Bref historique du Modèle Standard	39
3.1.2	Les interactions fondamentales	40
3.1.3	Au-delà du Modèle Standard	48
3.2	La Supersymétrie	53
3.2.1	Le formalisme	53
3.2.2	Brisures de supersymétrie	60
3.2.3	Le modèle de supergravité	62
3.2.4	La R-parité	66
4	Phénoménologie en R-parité violée	71
4.1	Quelques résultats généraux	71
4.1.1	Équations du groupe de renormalisation	71
4.1.2	Conséquences sur les particules du MSSM	73
4.2	Phénoménologie en R-parité violée avec le couplage λ_{121}	76
4.2.1	Etude du générateur SUSYGEN	76
4.2.2	Comparaison des sections efficaces données par différents générateurs	86

5	La reconstruction des objets	93
5.1	La prise de données, réelles ou simulées	93
5.1.1	Le système de déclenchement	93
5.1.2	Le traitement des données	96
5.1.3	La simulation des évènements	96
5.1.4	La reconstruction des évènements	97
5.2	Identification et reconstruction des objets physiques	97
5.2.1	Reconstruction des objets dans les calorimètres électromagnétiques et hadroniques .	97
5.2.2	Les électrons	98
5.2.3	Les jets	104
5.2.4	Les muons	105
5.2.5	L'énergie transverse manquante	106
5.2.6	Autres critères de sélection	108
5.2.7	Résumé des coupures	109
6	Corrections géométriques	111
6.1	Explication du problème	111
6.2	Méthode employée	114
6.2.1	Énergie fixée, dépendance en η	114
6.2.2	Dépendance en énergie	117
6.2.3	Application des corrections et résultats	120
6.2.4	Ajout de la région ICD	121
6.3	Résultats	125
6.4	Développements et améliorations de la méthode existante	127
7	Recherche d'évènements trileptons	129
7.1	Vérification de l'accord entre les données réelles et simulées	129
7.1.1	Les échantillons étudiés	129
7.1.2	Efficacité des coupures de qualité pour les électrons	133
7.1.3	Efficacités des coupures de qualité pour les muons	139
7.1.4	Efficacité du système de déclenchement	139
7.1.5	Efficacité de reconstruction de la charge d'un électron	143
7.1.6	Le fond QCD	144
7.1.7	Les sources d'erreurs et leur traitement	149
7.1.8	Étude des sélections (ee) et ($e\mu$)	150
7.2	Sélection de trois leptons	155
7.2.1	Définition des coupures	155
7.2.2	Application aux données réelles	158

8	Interprétation des résultats en R-parité violée	163
8.1	Obtention de la section efficace limite	163
8.2	Résultats	165
8.2.1	Dans le cadre du modèle mSUGRA	165
8.2.2	Dans le cadre du MSSM	170
8.3	Combinaison des résultats	176
8.3.1	Avec un couplage λ_{121}	176
8.3.2	Efficacité de sélection de l'analyse ee+x pour les couplages λ_{122} et λ_{133}	177

Table des figures

1	Contours d'exclusion obtenus à 95% CL par la collaboration DØ au Run I	4
1.1	Complexe accélérateur du Fermilab	8
1.2	Principe de la collision sur cible fixe pour la production des antiprotons	10
1.3	Principe de fonctionnement de l'accumulateur	10
1.4	Relation de dispersion d'une onde plane	13
1.5	Principe de fonctionnement d'un klystron	15
1.6	Principe d'application de la méthode stochastique	17
1.7	Définition de la dimension transverse d'un faisceau de particules	19
1.8	Luminosité intégrée du Run II	20
1.9	Luminosité en début de store au cours du Run II	21
2.1	Système de coordonnées utilisées	23
2.2	Vue d'ensemble du détecteur DØ	24
2.3	Vue d'ensemble des détecteurs de traces	25
2.4	Vue d'ensemble du SMT	26
2.5	Schéma d'un tonneau du SMT	27
2.6	Photo d'un disque du SMT	27
2.7	Résolution en quantité de mouvement du SMT	27
2.8	Nombre de hits en fonction de η dans le SMT	27
2.9	Résolution du SMT et du CFT sur le paramètre d'impact à deux dimensions	29
2.10	Vue schématique des preshowers	30
2.11	Vue complète des calorimètres	30
2.12	Géométrie des calorimètres	31
2.13	Énergie reconstruite en fonction de $\varphi \bmod(\frac{2\pi}{32})$ dans le calorimètre central	32
2.14	Schéma de fonctionnement d'une cellule du calorimètre	34
2.15	Chaîne de lecture du calorimètre	34
2.16	Forme des signaux en sortie du détecteur et du shaper.	34
2.17	Vue générale des détecteurs de muons	36
3.1	Les particules du Modèle Standard	40
3.2	Désintégration du proton dans SU(5)	51
3.3	Terme (i)	57

3.4	Terme (i)	57
3.5	Terme (i)	57
3.6	Terme (ii)	57
3.7	Terme (iii)	58
3.8	Terme (iv)	58
3.9	Terme (v)	58
3.10	Terme (vi)	58
3.11	Terme (vii)	59
3.12	Terme (vii)	59
3.13	Terme (viii)	59
3.14	Terme (x)	60
3.15	Termes (ix) et (xi)	60
3.16	Diagrammes de Feynman pour les couplages λ_{ijk}	67
3.17	Diagrammes de Feynman pour les couplages λ'_{ijk}	67
3.18	Diagrammes de Feynman pour les couplages λ''_{ijk}	68
3.19	Désintégration du pion, par un couplage standard au boson W (a), ou par un couplage λ_{11k} violant la R-parité (b).	68
3.20	Désintégration du lepton τ , par un couplage standard au boson W (a), ou par deux couplages λ_{233} et λ_{121} violant la R-parité (b).	69
3.21	Intervention du couplage λ_{133} dans le calcul de la masse du ν_e .	69
3.22	Double désintégration β sans émission de neutrinos, avec l'intervention du couplage λ_{111} .	69
4.1	Voies de production de jauginos au LO.	78
4.2	Voies de production de jauginos au LO.	78
4.3	Sections efficaces de production de paires de jauginos en fonction de $m_{1/2}$	79
4.4	Masse des jauginos les plus légers en fonction de $m_{1/2}$	80
4.5	Masse des jauginos les plus légers en fonction de $\tan\beta$	80
4.6	Sections efficaces de production de paires de jauginos en fonction de m_0	81
4.7	Sections efficaces de production de paires de jauginos en fonction de $\tan\beta$	81
4.8	Spectre en masse des sparticules pour 2 point de l'espace des paramètres à $m_0 = 100$ et 1000 GeV.c^{-2}	82
4.9	Rapports de branchement du $\tilde{\chi}_2^0$ en fonction de $m_{1/2}$ pour $m_0 = 100 \text{ GeV.c}^{-2}$	84
4.10	Rapports de branchement du $\tilde{\chi}_1^\pm$ en fonction de $m_{1/2}$ pour $m_0 = 100 \text{ GeV.c}^{-2}$	84
4.11	Masse des sparticules en fonction de $m_{1/2}$ pour $m_0 = 100 \text{ GeV.c}^{-2}$.	85
4.12	Multiplicité attendue en électrons, muons et taus supplémentaires en fonction de $m_{1/2}$ pour différentes valeurs de m_0	85
4.13	mSUGRA : masses du $\tilde{\chi}_1^0$, du $\tilde{\chi}_2^0$ et du $\tilde{\chi}_1^\pm$ calculées par Susygen, par Gauginos et par Pythia	87
4.14	Diagrammes de Feynman de production de paire de jauginos au deuxième ordre.	87
4.15	Comparaisons des sections efficaces LO entre Susygen, Pythia et Gauginos.	88
4.16	mSUGRA : sections efficace LO totale de production de paires de jauginos calculées par Susygen, par Gauginos et par Pythia	89

4.17	Facteur de correction NLO calculé par Gauginos en fonction de $m_{1/2}$.	90
4.18	Effet de l'échelle de renormalisation et de factorisation sur la section efficace NLO calculée par Gauginos.	91
4.19	Effet de l'échelle de renormalisation et de factorisation sur la section efficace σ_{NLO} en fonction de $m_{1/2}$.	91
5.1	Le système de déclenchement	95
5.2	Fraction électromagnétique des candidats EM	99
5.3	Probabilité d'association spatiale d'une trace pour les candidats EM	99
5.4	Isolation des candidats EM	101
5.5	hmx7 des candidats EM	101
5.6	Likelihood des candidats EM	101
5.7	Masse invariante d'une sélection de 2 électrons dans les données réelles, au fur et à mesure des coupures de qualité	102
5.8	Masse invariante d'une sélection de Z avec l'énergie dégradée ou non	103
5.9	Énergie transverse manquante dégradée ou non	107
5.10	Énergie des trois jets les plus énergétiques dans une sélection de deux électrons	108
5.11	Énergie transverse manquante en fonction du nombre de jets	109
6.1	ΔE vs η des électrons de 50 GeV dans le tout le calorimètre	112
6.2	ΔE vs η des électrons de 100 GeV dans tout le calorimètre	112
6.3	Energie minimum reconstruite dans le calorimètre électromagnétique	113
6.4	η_{det} après reconstruction des particules dans le calorimètre électromagnétique	113
6.5	Définition des zones intermodulaires du calorimètre central	113
6.6	Asymétrie Nord-Sud du calorimètre électromagnétique	113
6.7	ΔE vs η des électrons de 50 GeV dans le CC	115
6.8	ΔE vs η des électrons de 100 GeV dans le CC	115
6.9	Distribution en énergie des électrons de 50 et 100 GeV dans le CC.	115
6.10	Perte moyenne en fonction de l'énergie générée	115
6.11	ΔE vs η des électrons de 50 GeV dans le EC partie nord	116
6.12	ΔE vs η des électrons de 160 GeV dans le EC partie nord	116
6.13	ΔE vs η des électrons de 50 GeV dans le EC partie sud	116
6.14	ΔE vs η des électrons de 160 GeV dans le EC partie sud	116
6.15	Distribution en énergie des électrons de 50 et 160 GeV dans le EC nord	117
6.16	Distribution en énergie des électrons de 50 GeV et 160 GeV dans le EC sud	117
6.17	Paramètre $a_{CC}(E)$ de la fonction $f_{CC}(\eta)$	118
6.18	Paramètre $b_{CC}(E)$ de la fonction $f_{CC}(\eta)$	118
6.19	Paramètre $c_{CC}(E)$ de la fonction $f_{CC}(\eta)$	118
6.20	Paramètre $\alpha_{EC}(E)$ de la fonction $g_{EC}(\eta)$ pour la partie nord	119
6.21	Paramètre $\delta_{EC}(E)$ de la fonction $g_{EC}(\eta)$ pour la partie nord	119
6.22	Paramètre $\alpha_{EC}(E)$ de la fonction $g_{EC}(\eta)$ pour la partie sud	119

6.23	Paramètre $\delta_{EC}(E)$ de la fonction $g_{EC}(\eta)$ pour la partie sud	119
6.24	ΔE vs η des électrons de 50 GeV dans le CC	120
6.25	ΔE vs η des électrons de 50 GeV dans le EC partie nord	120
6.26	ΔE vs η des électrons de 50 GeV dans le EC partie sud	120
6.27	Distribution en énergie des électrons de 50 GeV dans le CC.	121
6.28	Distribution en énergie des électrons de 50 GeV dans le EC nord	121
6.29	Distribution en énergie des électrons de 50 GeV dans le EC sud	121
6.30	ΔE vs η des électrons de 50 GeV dans tout le calorimètre	122
6.31	ΔE vs η_{det} des électrons de 60 GeV de l'ICD	122
6.32	Distribution de l'énergie reconstruite des électrons de 60 GeV dans les parties CC et EC de l'ICD	122
6.33	Différence entre l'énergie générée et l'énergie reconstruite des électrons de l'ICD	123
6.34	ΔE vs $ \eta_{det} $ des électrons de 60 GeV dans tout le calorimètre	124
6.35	Paramètre $a_{IC}(E)$ de la fonction $h_{IC}(\eta_{det})$	124
6.36	Paramètre $b_{IC}(E)$ de la fonction $h_{IC}(\eta_{det})$	124
6.37	Résolution du calorimètre avant corrections	126
6.38	Résolution du calorimètre après corrections	126
6.39	Effet des corrections sur un échantillon MC de $Z \rightarrow ee$	127
7.1	k-facteur en fonction de la masse pour les processus Drell-Yan	131
7.2	Étude des efficacités des coupures de qualité des électrons avec la résonance du Z	135
7.3	Étude des efficacités des coupures de qualité des électrons avec la résonance du $1^{\circ}\Upsilon$	135
7.4	Efficacité de sélection pour l'ensemble des coupures de qualité de l'électron	137
7.5	Facteur correctif à appliquer au Monte Carlo pour l'ensemble des coupures de qualité de l'électron	137
7.6	M_{ee} avec et sans le facteur correctif dû aux coupures de qualité de l'électron	138
7.7	Caractéristiques avant et après application des corrections de qualité des électrons	138
7.8	Résultat de l'application des corrections dues aux coupures de qualité sur les muons	139
7.9	Efficacité de déclenchement pour les triggers EM+DIEM (1)	142
7.10	Efficacité de déclenchement pour les triggers EM+DIEM (2)	142
7.11	Efficacité de déclenchement pour les triggers EM+DIEM (3)	142
7.12	Efficacité de déclenchement pour les triggers EM+EMMU	142
7.13	Résultat de l'application de la fonction de déclenchement f_{2EM} sur le Monte Carlo	144
7.14	M_{ee} dans des événements avec 2 électrons de même signe	145
7.15	\cancel{E}_T dans des événements avec 2 électrons de même signe	146
7.16	p_T de l'électron le plus énergétique dans des événements avec 2 électrons de même signe	146
7.17	p_T du deuxième électron dans des événements avec 2 électrons de même signe	146
7.18	η_{phys} de l'électron le plus énergétique dans des événements avec 2 électrons de même signe	147
7.19	η_{phys} du deuxième électron dans des événements avec 2 électrons de même signe	147
7.20	$M_{e\mu}$ dans des événements avec un électron et un muon de même signe	148

7.21	p_T de l'électron dans des évènements avec un électron et un muon de même signe	148
7.22	p_T du muon dans des évènements avec un électron et un muon de même signe	148
7.23	\cancel{E}_T dans des évènements avec un électron et un muon de même signe	148
7.24	η_{phys} de l'électron dans des évènements avec un électron et un muon de même signe	148
7.25	η_{phys} du muon dans des évènements avec un électron et un muon de même signe	148
7.26	Masse invariante dans la sélection (ee)	151
7.27	Énergie transverse manquante dans la sélection (ee)	151
7.28	p_T de l'électron le plus énergétique dans la sélection (ee)	152
7.29	p_T du deuxième électron dans la sélection (ee)	152
7.30	η_{phys} de l'électron le plus énergétique dans la sélection (ee)	152
7.31	η_{phys} du deuxième électron dans la sélection (ee)	152
7.32	Nombre de jets par évènement dans la sélection (ee)	153
7.33	Nombre de coups dans le SMT pour la trace associée à l'électron le plus énergétique dans la sélection (ee)	153
7.34	Masse invariante dans la sélection (e μ)	153
7.35	Énergie transverse manquante dans la sélection (e μ)	153
7.36	p_T de l'électron dans la sélection (e μ)	154
7.37	p_T du muon dans la sélection (e μ)	154
7.38	η_{phys} de l'électron dans la sélection (e μ)	154
7.39	η_{phys} du muon dans la sélection (e μ)	154
7.40	Nombre de jets par évènement dans la sélection (e μ)	154
7.41	Impulsion transverse du lepton le plus énergétique dans la sélection (eel)	156
7.42	Impulsion transverse du deuxième lepton dans la sélection (eel)	156
7.43	Impulsion transverse du troisième lepton dans la sélection (eel)	157
7.44	Masse invariante de la paire d'électrons dans la sélection (eel) après la coupure sur \cancel{p}_1	157
7.45	Énergie transverse manquante dans la sélection (eel), après coupure sur M_e	158
7.46	Vue en $\eta - \phi$ de l'évènement sélectionné dans le détecteur	162
7.47	Vue en $r - \phi$ de l'évènement sélectionné dans le détecteur	162
8.1	mSUGRA : σ_{95} en fonction de $m_{1/2}$ pour $m_0 = 100 \text{ GeV.c}^{-2}$	167
8.2	mSUGRA : efficacité de la coupure sur M_{ee} (cut2) en fonction de $m_{1/2}$ pour $m_0 = 100 \text{ GeV.c}^{-2}$	167
8.3	mSUGRA : σ_{95} en fonction de $m_{1/2}$ pour $m_0 = 1000 \text{ GeV.c}^{-2}$	168
8.4	mSUGRA : σ_{95} en fonction de $m_{\tilde{\chi}_1^0}$ pour $m_0 = 1000 \text{ GeV.c}^{-2}$	168
8.5	mSUGRA : σ_{95} en fonction de $m_{\tilde{\chi}_1^\pm}$ pour $m_0 = 1000 \text{ GeV.c}^{-2}$	168
8.6	mSUGRA : σ_{95} en fonction de $m_{1/2}$ pour différentes valeurs de m_0	169
8.7	mSUGRA : limites obtenues dans le plan ($m_0, m_{1/2}$)	170
8.8	MSSM : σ_{95} en fonction de $m_{\tilde{\chi}_1^0}$ pour $m_{\tilde{\chi}_1^\pm} = 103 \text{ GeV.c}^{-2}$	172
8.9	MSSM : σ_{95} en fonction de $m_{\tilde{\chi}_1^0}$ pour $m_{\tilde{\chi}_1^\pm} = 150 \text{ GeV.c}^{-2}$	172
8.10	MSSM : σ_{95} en fonction de $m_{\tilde{\chi}_1^0}$ pour $m_{\tilde{\chi}_1^\pm} = 200 \text{ GeV.c}^{-2}$	172

8.11	MSSM : σ_{95} en fonction de $m_{\tilde{\chi}_1^0}$ pour $m_{\tilde{\chi}_1^\pm} = 210 \text{ GeV.c}^{-2}$	173
8.12	MSSM : σ_{95} en fonction de $m_{\tilde{\chi}_1^0}$ pour $m_{\tilde{\chi}_1^\pm} = 216 \text{ GeV.c}^{-2}$	173
8.13	MSSM : σ_{95} en fonction de $m_{\tilde{\chi}_1^0}$ pour $m_{\tilde{\chi}_1^\pm} = 225 \text{ GeV.c}^{-2}$	173
8.14	MSSM : σ_{95} en fonction de $m_{\tilde{\chi}_1^\pm}$ pour $m_{\tilde{\chi}_1^0} = 80 \text{ GeV.c}^{-2}$	173
8.15	MSSM : limites attendues dans le plan $(m_{\tilde{\chi}_1^0}, m_{\tilde{\chi}_1^\pm})$ (1)	174
8.16	MSSM : limites attendues dans le plan $(m_{\tilde{\chi}_1^0}, m_{\tilde{\chi}_1^\pm})$ (2)	175
8.17	mSUGRA combiné : σ_{95} en fonction de $m_{1/2}$ pour $m_0 = 1000 \text{ GeV.c}^{-2}$	179
8.18	mSUGRA combiné : σ_{95} en fonction de $m_{\tilde{\chi}_1^0}$ pour $m_0 = 1000 \text{ GeV.c}^{-2}$	179
8.19	mSUGRA combiné : σ_{95} en fonction de $m_{\tilde{\chi}_1^\pm}$ pour $m_0 = 1000 \text{ GeV.c}^{-2}$	179
8.20	mSUGRA : comparaison des sections efficaces de production de paires de jauginos, entre le TEVATRON et le LHC	183

Liste des tableaux

1.1	Caractéristiques principales du LINAC, du Booster et du Tevatron	9
1.2	Principales caractéristiques des klystrons employés au Fermilab	16
2.1	Caractéristiques principales du calorimètre central	32
2.2	Caractéristiques principales des calorimètres bouchons	33
3.1	Les différents scénarios de théories au-delà du Modèle Standard	52
3.2	Les particules du Modèle Standard Supersymétrique Minimal	54
3.3	Limites à 2σ à l'échelle électrofaible sur les couplages λ et λ'	70
3.4	Limites à 2σ à l'échelle électrofaible sur les couplage λ'	70
4.1	Influence de A_0 sur les masses et sections efficaces SUSY	77
4.2	Sections efficaces de production de paires de particules SUSY	78
4.3	Comparaison entre les trois générateur Susygen, Pythia et Gauginos	86
5.1	ID des particules électromagnétiques	100
5.2	Critères de qualité des muons	105
6.1	Comparaison des pertes moyenne entre CC, EC Nord et EC Sud	118
6.2	Comparaison des pertes moyenne entre CC, EC Nord et EC Sud après corrections	120
6.3	Paramètres de bruit, d'échantillonnage et terme constant pour les calorimètres	126
7.1	Les processus du Modèle Standard	130
7.2	Masses et sections efficaces en mSUGRA pour $m_0=1000 \text{ GeV.c}^{-2}$	132
7.3	Masses et sections efficaces en mSUGRA pour $m_0=100 \text{ GeV.c}^{-2}$	133
7.4	Nombres d'évènements (tt), (tp) et (tf) pour différentes régions en p_T	136
7.5	Efficacité des coupures de qualité des électrons dans les données, le MC, et rapport entre les deux	136
7.6	Paramétrisation du rapport des efficacités de sélection de l'ensemble des coupures de qualité de l'électron	138
7.7	Facteurs correctifs pour les muons	139
7.8	Principaux triggers utilisés dans l'analyse	140
7.9	Sélection (ee) : Nombres d'évènements de même signe et facteurs de normalisation QCD . .	146
7.10	Sélection ($e\mu$) : Nombres d'évènements de même signe et facteurs de normalisation QCD . .	148

7.11	Sélection (ee) : nombre d'évènements dans les données réelles et dans le Monte Carlo Modèle Standard	151
7.12	Sélection ($e\mu$) : nombre d'évènements dans les données réelles et dans le Monte Carlo Modèle Standard	151
7.13	Sélection (eel) : efficacité de sélection et nombre attendu de QCD après chaque coupure . . .	155
7.14	Sélection (eel) : Nombres d'évènements attendus du signal, de la somme des fonds, rapport signal sur bruit et taux de rejet au fur et à mesure des coupures	156
7.15	Nombre d'évènements dans les données réelles et dans le Monte Carlo Modèle Standard, pour la sélection (eel) (1)	159
7.16	Nombre d'évènements dans les données réelles et dans le Monte Carlo Modèle Standard, pour la sélection (eel) (2)	159
7.17	Pourcentage d'erreurs par processus, suivant la source d'erreur considérée	160
7.18	Caractéristiques de l'évènement restant dans les données réelles	161
8.1	mSUGRA : caractéristiques du point $m_0 = 100 \text{ GeV.c}^{-2}$	166
8.2	mSUGRA : caractéristiques du point $m_0 = 1000 \text{ GeV.c}^{-2}$	167
8.3	mSUGRA : résumé des limites obtenues	168
8.4	MSSM : caractéristiques du point $m_{\tilde{\chi}_1^\pm} = 225 \text{ GeV.c}^{-2}$	171
8.5	Efficacités de sélection et recouvrements entre les différentes analyses	177
8.6	mSUGRA : comparaison des limites avant et après combinaison	178

Remerciements

«Il est bien plus divertissant d'être ennuyeux que d'être intéressant.»

Amélie Nothomb, *Les catalinaires*.

Je voudrais d'abord remercier Joel Chauvin, directeur de l'ISN, et Johann Collot, directeur du LPSC, de m'avoir accueilli dans leur laboratoire. Je remercie également Chantal Mazzola pour sa gentillesse et les 252 missions qu'elle a organisées pour moi. Je remercie Jon Womersley, Jerry Blazey et Terry Wyatt, spokes de DØ pendant ces trois années, ainsi que Pierre Petroff et Eric Kafjkaz, porte-paroles de DØ-France, qui ont toujours soutenus les thésards. Je remercie Volker Buescher et Jean-François Grivaz, conveners du groupe New Phenomena.

Je remercie chaleureusement Pavel Demine, qui m'a mis sur les rails du software de DØ, du langage Unix et de l'éditeur de texte vi ...

Un très grand merci aux membres de mon jury : Emmanuelle Perez et Robert Zitoun, ainsi que Michael Klasen et Elemér Nagy, qui a toujours soutenu mon travail.

Un merci spécial à la «Feminine RpV Team», Daniela Kaefer et Anne-Catherine Le-Bihan.

Parmi les Physiciens de DØ-France, je citerai plus particulièrement Ursula, Stéphanie de Marseille, Stéphanie de Paris, Fred Villeneuve, Manu, Nadia, Mathieu, Jean-Roch, Alex Zabi, Jean-Laurent, Aurélien ; mention speciale pour Steve, Alexis (le plus grand fou rire de ma vie avec AC), Pierre-Antoine, Seb-le-pianiste (elle est pas belle, la vie ? ? ?), et bien sur Anne-Catherine, autant pour nos discussions scientifiques que pour quelques bons craquages nerveux.

La place centrale de ces remerciements revient à Gérard Sajot : son soutien, sa confiance, son aide, sa motivation, et presque tout ce que peut souhaiter un étudiant de la part de son directeur de thèse.

Manque encore le reste de l'équipe Grenobloise, avec Yan (spéciale dédicace pour l'orthographe), Sabine, un grand merci pour ces trois années de cobureautage, de conseils et de bavardages, Oleg (je n'oublie pas de t'inviter à mon mariage), Chunxu (Bonjour ! Comment ca va !), Philippe l'éternel indécis, Florent la pile électrique, Bertrand qui reprend déjà plus que brillamment le flambeau, Yannick et nos pauses-café-discussions, et mon grand frère Auguste.

Viennent ensuite ceux qui ont partagé mes petits-déjeuners, pauses café, et quelques soirées et Weekend plus ou moins arrosés, avec d'abord les ancêtres disparus : Grand Seb (le mari angoissé) et Gugusse, Tesla, c'est fou ! Et pas disparus : Yannick, ornithologue incompris, Fred le râleur qui prend ses cigarettes pour des cures-dents, Benjamin et Juan. Les moins vieux mais disparus quand même : Bruny, j'attends avec impatience la prochaine Bruny que tu nous feras, et Gros Seb, le seul étudiant à avoir des dessus de chaises, et en plus assortis à ses rideaux. Les pas encore disparus : Manu, mieux vaut t're que yapé, Matt, t'es bien le fils de ton B.E.R., sa chère et tendre Manue, et Johnattan, j'hésite entre futur chercheur de croissants au H2 et l'homme qui stressait moins vite que son ombre.

Pour finir les compagnons de plus longue date, avec mes nombreux colocataires de ces trois années : P'tit et sa vie de Patachon, Marie, Yaum alias fée du logis, Thieum, la seule personne capable de manger à coté d'une poubelle, super-JP qui a toujours du sel sur lui, Clebou, le plus mauvais souteneur de thésarde en fin de thèse, JB l'homme parfait, Biggy (ben ouai !), Nadège (record de collocation), et finalement Anne, qui a décidé de m'apprendre la vie, et Aymeric le misanthrope altruiste. Restent Jean-Fred (hihihi !), Martine, tous les Parisiens, Marseillais, Aixois, ...

Enfin mes derniers remerciements iront à mes parents, mon petit frère, ma sœur, mon beau'f, et ma toute petite nièce.

Sans oublier les oubliés ...

Introduction

Les développements rapides de la physique des particules au $XX^{\text{ème}}$ siècle ont conduit à un modèle d'une remarquable cohérence pour décrire quelques unes des interactions fondamentales : le Modèle Standard. Unifiant l'électromagnétisme de Maxwell avec la force faible, responsable des observations expérimentales de Pierre et Marie Curie au début du siècle dernier, le Modèle Standard prédisait par exemple en 1967 l'existence de trois bosons (particules de spin entier) lourds, dont deux chargés et un neutre. Ils seront mis en évidence quelques années plus tard au CERN.

Tout n'est cependant pas dit : il manque une particule à l'appel, le boson de Higgs. Cette particule serait responsable du caractère massif des constituants fondamentaux (les quarks et les leptons), et des bosons W et Z.

Le Tevatron, collisionneur proton-antiproton situé près de Chicago, au Fermilab (USA), muni de ces deux détecteurs CDF et DØ, a permis de découvrir le quark top lors de sa première phase de prise de données, appelée Run I (1992-1996), avec une énergie dans le centre de masse de la collision de 1,8 TeV. Accélérateur et détecteurs ont ensuite été améliorés : l'accélérateur fonctionne depuis 2001, avec une énergie dans le centre de masse à 1,96 TeV. Le détecteur DØ s'est vu ajouté entre autre des systèmes performants de détection de muons et de vertex, ainsi qu'une nouvelle électronique de lecture. Cette deuxième phase de prise de données, appelée Run II, devrait se poursuivre au moins jusqu'en 2007, date prévue pour le démarrage d'une machine encore plus puissante : le LHC au CERN (énergie dans le centre de masse de 14 TeV).

L'objectif de ces expériences récentes ou à venir est bien sûr de découvrir le boson de Higgs, mais également de tester le Modèle Standard le plus précisément possible, afin de mettre en évidence à la fois sa validité et ses limites. On cherche également de nouveaux modèles permettant d'unifier les quatre interactions fondamentales, ou d'expliquer la gravité au niveau de l'infiniment petit. Parmi les modèles avancés par les théoriciens, on s'intéressera plus particulièrement à la supersymétrie. C'est une théorie basée sur une symétrie entre bosons et fermions. Un de ses principaux atouts est de fournir un candidat valable à la masse manquante de l'Univers. Cela dépend toutefois d'une simple hypothèse : la conservation d'un nombre quantique appelé la R-parité afin d'assurer la stabilité de la particule supersymétrique la plus légère. Pourquoi ne pas lever cette hypothèse ? Dans cette thèse, on testera l'hypothèse de la non-conservation de la R-parité, qui, sans être un modèle favorisé par les théoriciens, mérite cependant d'être étudiée.

De l'histoire de la recherche de particules supersymétriques en R-parité violée, on retiendra les faits marquants suivants :

- un excès d'événements dans les données de l'expérience H1 auprès du collisionneur électron-proton HERA, en 1997, et pouvant s'interpréter de deux manières différentes : un scénario de leptoquarks (particules portant à la fois un nombre quantique baryonique et un nombre quantique leptonique), ou un scénario de supersymétrie avec violation de la R-parité. Cela a permis de relancer l'intérêt pour ce genre de scénarios, même si depuis il a été montré que l'excès n'était qu'une fluctuation

statistique.

- les limites obtenues par le LEP : la particule supersymétrique la plus légère (appelée neutralino 1, notée $\tilde{\chi}_1^0$) ne peut être plus légère que 39 GeV à 95% de degré de confiance [27].
- les limites obtenues avec les données du Run I par la collaboration DØ [92] : elles sont présentées sur la figure 1 dans l'espace des paramètres du modèle mSUGRA (un des scénarios possibles de supersymétrie).

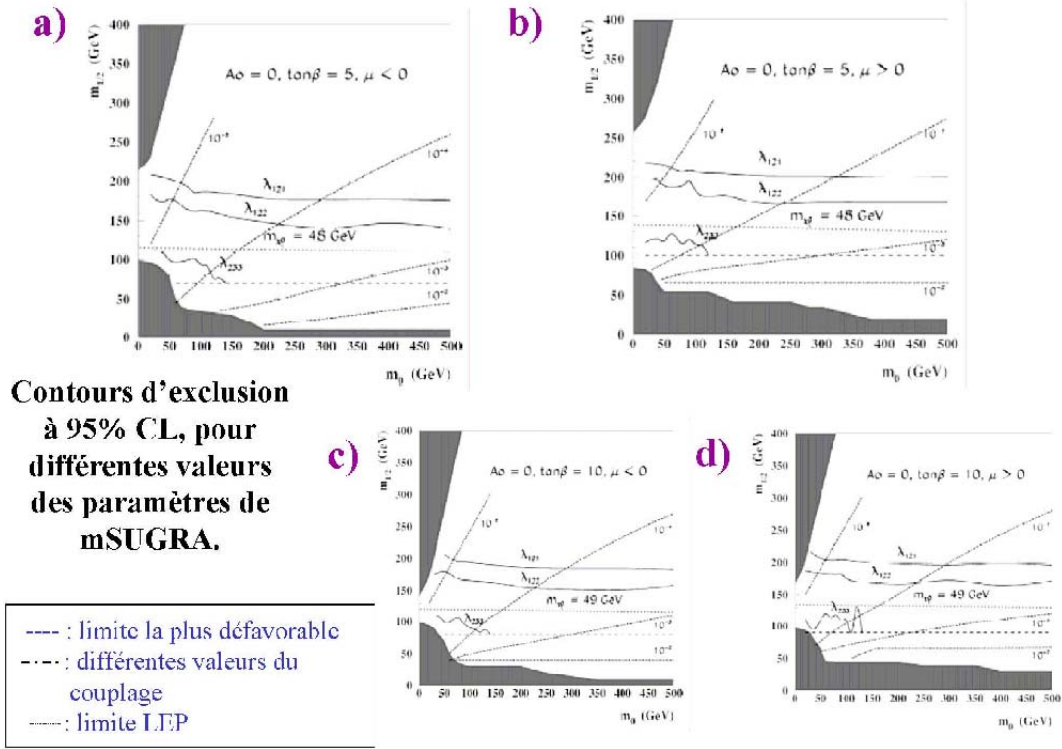


FIG. 1 – Contours d'exclusion obtenus à 95% CL par la collaboration DØ au Run I, dans la recherche de particules supersymétriques en R-parité violée.

Nous avons repris le canal particulier de recherche avec le couplage λ_{21} . Ce couplage nous conduit à étudier un état final comportant trois leptons, dont au moins deux électrons.

Réaliser une analyse de physique commence d'abord par étudier les caractéristiques du signal recherché, grâce à une étude phénoménologique et à la simulation Monte Carlo du processus en question. Il faut ensuite reconstruire les objets physiques à partir des signaux électroniques fournis par le détecteur. L'étape suivante concerne l'application de corrections et de calibrations. On se base alors essentiellement sur la reconstruction de résonances de particules dont la masse est parfaitement connue. Avec une énergie dans le centre de masse de 1,96 TeV et un détecteur comme DØ, on se base en général sur le boson Z.

La dernière étape consiste alors à sélectionner des événements de type **signal que l'on recherche** (trois leptons isolés dans notre cas), et à confronter ce que l'on observe dans les données réelles avec ce que l'on attend dans le Modèle Standard. Si un excès notable est mesuré, on fait une découverte, ou plus simplement on met en évidence un phénomène nouveau. Dans le cas contraire, on met une limite d'existence : le modèle étudié avec un jeu de paramètres particulier n'est pas viable.

Dans l'analyse réalisée au cours de cette thèse, on mettra des limites d'existence sur la possibilité d'un

scénario de supersymétrie avec violation de la R-parité par un couplage λ_{21} .

Je développerai dans ce document les étapes évoquées précédemment, de l'étude des principales techniques d'accélération utilisées au Fermilab jusqu'aux résultats obtenus grâce à l'analyse des données prises par le détecteur DØ entre juin 2002 et août 2004 (350 pb^{-1}), et leur interprétation dans le cadre théorique qui sera entre temps décrit.

Chapitre 1

Le Tevatron

Le Tevatron est un collisionneur hadronique proton-antiproton. Afin d'obtenir une énergie dans le centre de masse la plus importante possible, la meilleure méthode consiste à faire se rencontrer face-à-face deux faisceaux de particules ayant la même énergie.

Dans un accélérateur linéaire utilisant des électrons, on est très vite limité d'une part par la longueur, et d'autre part par la tension maximum que l'on peut produire. Dans un accélérateur circulaire, le rayonnement synchrotron des électrons devient plus important avec l'énergie du faisceau, il faut donc compenser en permanence les pertes d'énergie.

On utilisera donc des particules plus lourdes, beaucoup moins sensibles au rayonnement synchrotron. On peut alors se demander s'il est intéressant de mettre en oeuvre toute la technique nécessaire pour produire des antiprotons, ou si l'on peut simplement utiliser deux faisceaux de protons.

En utilisant des protons et des antiprotons, un seul anneau d'aimants est nécessaire dans le tunnel, puisque les protons se déplacent en sens contraire des antiprotons. En outre, jusqu'à une énergie d'environ 3 TeV dans le centre de masse, le taux de production pour certains processus est meilleur pour des collisions proton-antiproton, que pour des collisions proton-proton.

Cependant, ceci n'est plus vrai au-delà, et produire suffisamment d'antiprotons devient plus difficile et plus coûteux que deux systèmes d'aimants pour des collisions proton-proton. Le futur collisionneur hadronique du CERN, le LHC, aura une énergie dans le centre de masse de 14 TeV, la solution proton-proton a donc été préférée.

Avec une énergie dans le centre de masse de presque 2 TeV, le Tevatron a plutôt choisi la solution proton-antiproton, au rythme de plus de 2 millions de collisions par seconde. Le complexe total est présenté figure 1.1. Il est constitué de six synchrotrons (accélérateurs circulaires), et de deux accélérateurs linéaires, permettant de produire les flux de protons et d'antiprotons, de les accélérer, et enfin de les collisionner. Les rencontres se font en deux points correspondant aux deux expériences CDF et DØ.

Au total, la puissance électrique nécessaire à son fonctionnement atteint les 30 MW. Un réservoir d'environ 7 litres de H_2 à 138 bars constitue la source nécessaire à la création des flux de protons et d'antiprotons pour 6 mois.

Dans la première partie, nous décrirons brièvement le fonctionnement de l'accélérateur depuis la création des particules jusqu'à la collision [1], puis dans les parties suivantes nous détaillerons les principales techniques en physique des accélérateurs employées au Fermilab [2].

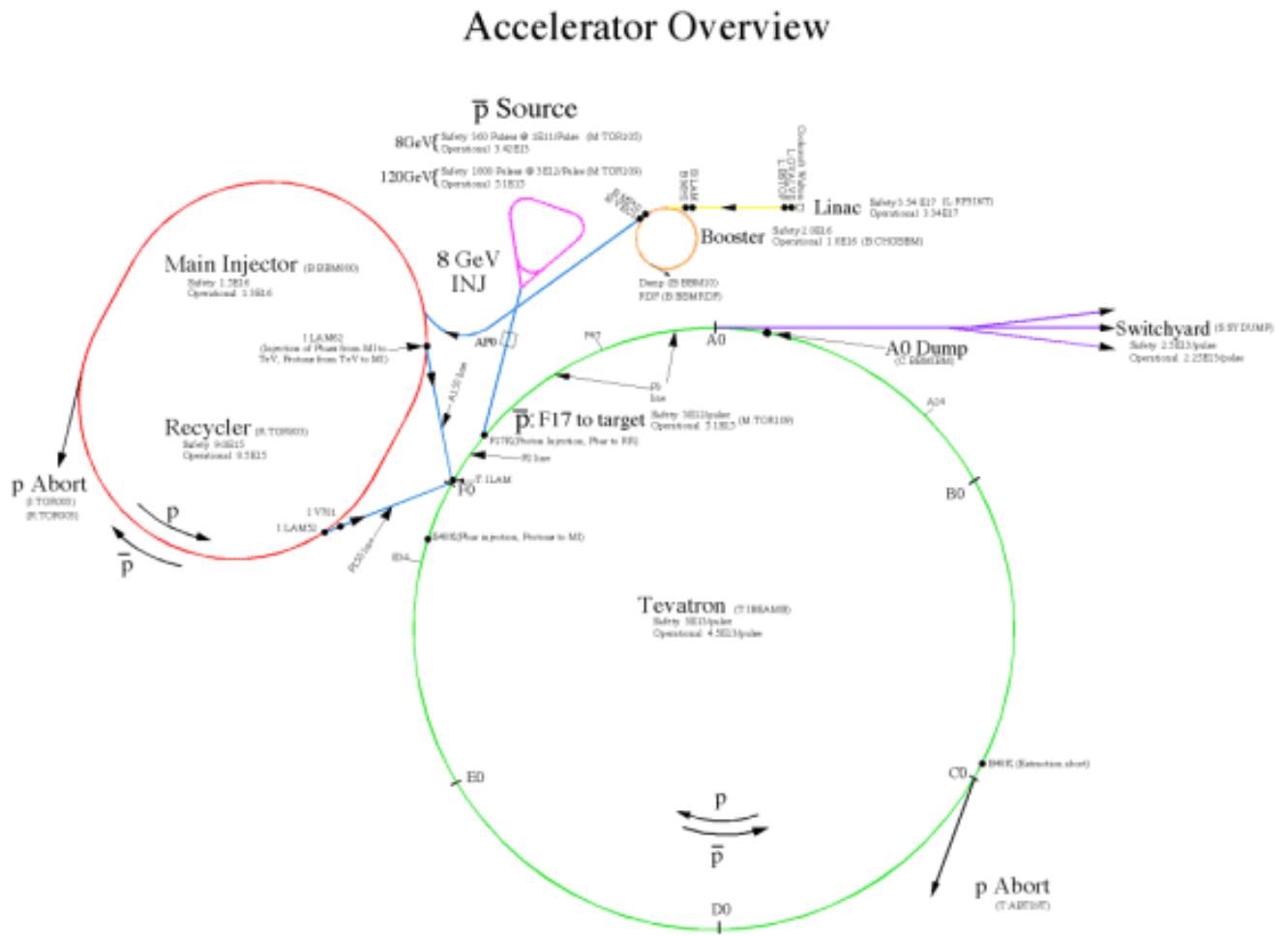


FIG. 1.1 – Complexe accélérateur du Fermilab.

1.1 De la création des particules à la collision

accélération des protons à 8 GeV

On utilise un accélérateur de type Cockcroft-Walton, afin de communiquer une énergie de base au faisceau de protons. L'hydrogène est d'abord placé dans un champ électrique, ce qui a pour effet d'arracher l'électron. On se retrouve ainsi avec des ions H^+ . Ceux-ci sont amenés dans un deuxième champ électrique. Une fois le proton transformé en ion H^- au contact d'une anode en césium (métal riche en électrons peu liés), il va dériver vers la cathode : nous avons notre flux de particules négatives.

On a besoin de trois étapes pour les accélérer à 8 GeV :

- accélérateur de Cockcroft-Walton : source de tension de 750 kV, constituée de circuits condensateur-diodes. La tension maximale est limitée par le phénomène d'arc électrique. L'intérêt d'un tel système est qu'il permet d'obtenir des hautes tensions avec peu de courant [2].
- le LINAC : accélérateur linéaire. Le principe de fonctionnement est simple : il s'agit d'accélérer les ions grâce à une succession de « piles », dont on inverse la polarité au fur et à mesure de la progression des particules. Cette technique nécessite d'utiliser des paquets de particules, afin d'éviter

Caractéristiques	LINAC	BOOSTER	TEVATRON
Énergie du faisceau en entrée	750 keV	400 MeV	150 GeV
Distance caractéristique	longueur = 130 m	diamètre = 151 m	diamètre = 2 km
champ accélérateur	3 MV.m ⁻¹	500 kV.tour ⁻¹	
nombre de particules par paquet	1,5.10 ⁶		
nombre de paquets par impulsion	4 000		
intervalle de temps entre les paquets	5 ns		
puissance finale du faisceau	18 MW		
Énergie du faisceau en sortie	400 MeV	8 GeV	980 GeV
nombre de tours nécessaires		environ 15 000	
temps nécessaire à l'accélération		33 ms	
Intensité nécessaire à 980 GeV			> 4000 A
température des aimants			4,3 K
champ magnétique à 980 GeV			4,2 T
puissance totale dissipée par le refroidissement			13 MW

TAB. 1.1 – Caractéristiques principales du LINAC, du Booster et du Tevatron.

la décélération dans les parties ayant une polarisation inverse. Ses caractéristiques sont résumées dans le tableau 1.1.

Il est constitué de deux parties :

- ★ cinq amplificateurs triodes de 5 MW, opérant à 201,25 MHz. Ce sont des amplificateurs de puissance. L'énergie des ions en sortie est de 116 MeV.
- ★ sept klystrons de 12 MW, opérant à 805 MHz. Ce sont aussi des amplificateurs de puissance, mais fonctionnant grâce à des cavités radio-fréquences. Leur fonctionnement sera développé dans le §1.3. L'énergie en sortie est de 400 MeV.

- le Booster : premier synchrotron de la chaîne. Le faisceau d'ions H⁻ est débarrassé de ses électrons grâce à une mince feuille de carbone. Les caractéristiques principales du Booster sont résumées dans le tableau 1.1. Le temps nécessaire pour faire un tour est de 2,2 μ s. Les impulsions ayant une longueur de 20 μ s, le faisceau va s'enrouler plusieurs fois dans le booster. En sortie, on obtient un flux de protons de 8 GeV.

accélération des protons à 120 ou 150 GeV : Injecteur principal

C'est le deuxième synchrotron de la chaîne, avec un diamètre de 1 057 m. Les protons sont d'abord accélérés à 120 GeV pour produire les antiprotons. Puis protons et antiprotons sont accélérés à 150 GeV pour être transférés dans le Tevatron. Le tunnel de l'injecteur principal contient également le recycleur, autre synchrotron détaillé dans la suite.

source d'antiprotons

La production d'antiprotons se fait en quatre temps :

- collision sur cible fixe : le principe est présenté figure 1.2. Le faisceau de protons de 120 GeV provenant de l'injecteur principal est projeté sur une cible fixe de nickel toutes les 1,5 s. Environ 20 antiprotons sont créés pour 1 million de protons en entrée. Les antiprotons sont focalisés par

l'intermédiaire d'une lentille au lithium, et séparés des autres produits de la collision par un aimant pulsé (agissant comme un spectromètre de masse). En sortie, le flux d'antiprotons n'a pas de vitesse définie.

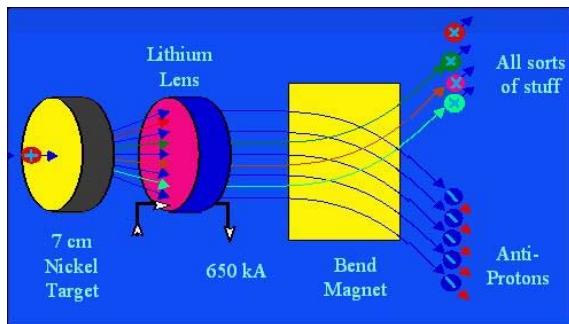


FIG. 1.2 – Principe de la collision sur cible fixe pour la production des antiprotons.

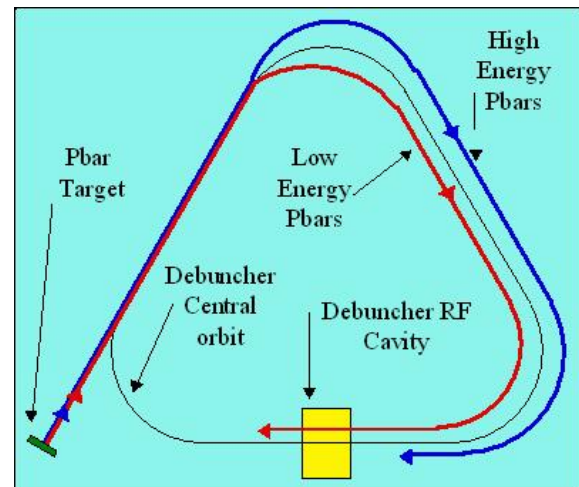


FIG. 1.3 – Principe de fonctionnement de l'accumulateur.

- le débuncheur : c'est le troisième synchrotron. Les antiprotons émis par la cible ont une large gamme d'énergie. Par contre, ils sont sous forme de paquets. Dans le débuncheur, les antiprotons les plus énergétiques voyageront à l'extérieur de l'anneau. Les moins énergétiques voyageront à l'intérieur. Ils arriveront donc en premier dans les cavités radio-fréquences et seront accélérés, tandis que les autres, en arrivant après, seront décélérés. Ceci permet une première uniformisation en vitesse.
- l'accumulateur, cf. figure 1.3 : c'est le quatrième synchrotron. Il est utilisé en parallèle du débuncheur pour «refroidir» les antiprotons, c'est-à-dire uniformiser leur distribution en impulsion tout en gardant la focalisation spatiale. La méthode utilisée est un refroidissement stochastique. Elle sera développée dans la partie 1.4.
- le recycleur : c'est le cinquième synchrotron. Depuis 2004, le recycleur est devenu le réceptacle final des antiprotons. Son rôle est de garder les antiprotons le plus longtemps possible, afin d'en accumuler suffisamment pour avoir un faisceau de haute intensité. Actuellement, le record de longévité est de 69 jours 10 heures et 8 minutes, obtenu le 4 juin 2004.

A l'origine, le recycleur devait servir également à stocker les antiprotons non utilisés à la fin d'une période de prise de données, d'où son nom. Ce projet a été abandonné.

Le premier transfert d'antiprotons entre le recycleur et le Tevatron a eu lieu le 23 janvier 2004 : sa mise en service est donc très récente, et a permis une amélioration sensible du taux de collisions.

D'autre part, le recycleur aura bientôt (fin 2005) la fonction de refroidir les antiprotons par faisceau d'électrons, méthode complémentaire de la méthode stochastique. Cette méthode sera également détaillée dans la partie 1.4.

accélération des protons et des antiprotons à 980 GeV dans le Tevatron

C'est le dernier synchrotron de la chaîne, composé d'environ 1000 aimants supraconducteurs. Cette technique permet une dissipation de chaleur nulle dans les aimants, mais nécessite un système de refroidissement développé à 4,3 K. Les aimants sont composés de bobines de fil en alliage niobium-titane, de

diamètre $8 \mu m$.

Les caractéristiques principales du Tevatron sont résumées dans le tableau 1.1.

1.2 fonctionnement d'une cavité radio-fréquence

Cette partie se base essentiellement sur les références [2], [3] et [4].

Le but est de produire une onde électromagnétique capable d'accélérer une particule chargée. La composante accélératrice sera le champ électrique dans la direction de propagation de la particule. Il faut donc en résumé que l'on obtienne une différence importante de potentiel entre les deux extrémités de la cavité accélératrice. Tout d'abord nous montrerons pourquoi ceci ne peut pas être fait en régime statique (avec des champs indépendants du temps). Puis nous étudierons la propagation d'une onde électromagnétique sinusoïdale dans un guide d'onde métallique cylindrique. Ensuite nous verrons pourquoi on doit se placer dans une cavité fermée afin d'avoir des conditions de résonance. Et enfin nous caractériserons la cavité comme un oscillateur électrique, afin d'en déduire la tension accélératrice à ses bornes.

1.2.1 champ dépendant du temps

Pour accélérer une particule, on peut s'y prendre de deux manières différentes. En prenant un champ électrique statique, on est vite limité par le phénomène d'arc électrique. La deuxième solution consiste donc à prendre un champ électromagnétique dépendant du temps.

L'équation de Maxwell nous dit :

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \implies \oint \vec{E} \cdot d\vec{S} = -\frac{\partial}{\partial t} \int_S \vec{B} \cdot \vec{n} da \quad (1.1)$$

En l'intégrant sur la surface totale de l'anneau accélérateur, si le champ \vec{B} est statique, alors la circulation du champ \vec{E} sera nulle, et globalement la particule n'aura pas reçu d'énergie pendant sa rotation : l'accélérateur ne marche pas.

On pourrait choisir n'importe quelle onde variant dans le temps : par transformée de Fourier, on aboutira toujours à une somme d'ondes sinusoïdales. Par simplicité, on utilise directement une onde périodique sinusoïdale, de la forme $E(\vec{r}, t) = E(\vec{r}) e^{i\omega t}$.

Les variables utilisées en électromagnétisme pour décrire une onde sont les suivantes :

- λ : longueur d'onde, période spatiale,
- f : fréquence, période temporelle,
- $\omega = \frac{2\pi c}{\lambda} = 2\pi f$: pulsation (par abus de langage souvent appelée fréquence)
- $k = \frac{\omega}{c} = \frac{2\pi}{\lambda}$: nombre d'onde.

Dans un guide d'onde, la propagation du champ électrique est décrite par l'équation d'onde générale :

$$\Delta \vec{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = 0 \quad (1.2)$$

On va s'intéresser à la distribution spatiale de l'onde. Dans un premier temps, on ne considère que l'onde dans la direction de propagation \vec{z} . On obtient l'équation suivante pour la composante E_z du champ électrique :

$$\frac{\partial^2 E_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_z}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 E_z}{\partial z^2} = -k^2 E_z \quad (1.3)$$

dont une solution triviale peut être écrite sous la forme :

$$E_z(x, y, z) = f_x(x) \times f_y(y) \times f_z(z) \quad (1.4)$$

Si l'on pose $k_x^2 = -\frac{f_x''}{f_x}$, $k_y^2 = -\frac{f_y''}{f_y}$ et $k_z^2 = -\frac{f_z''}{f_z}$, l'équation (1.3) s'écrit sous la forme :

$$k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 = k^2 \quad \text{soit} \quad k_z^2 = k^2 - k_c^2, \quad (1.5)$$

$k_c^2 = k_x^2 + k_y^2$ est le nombre d'onde critique.

En multipliant l'équation (1.5) par $f_x \times f_y$ et en utilisant les équations (1.4) et (1.3), on obtient l'équation différentielle décrivant le comportement du champ électrique le long de son axe de propagation :

$$\frac{\partial^2 E_z}{\partial z^2} + k_z^2 \times E_z = 0 \quad (1.6)$$

dont la solution est :

$$E_z = E_0 \times e^{ik_z z} \quad (1.7)$$

Si k_z est un nombre complexe, c'est-à-dire $k_c^2 \geq k^2$, alors l'amplitude de l'onde décroît exponentiellement en fonction de z . On est dans un régime d'atténuation. Si par contre k_c^2 est un nombre réel, $k_c^2 \leq k^2$, alors la propagation se fera sans atténuation. Le nombre d'onde critique k_c est donc crucial pour définir le régime de propagation de l'onde. On définit par analogie la longueur d'onde critique $\lambda_c = \frac{2\pi}{k_c}$. Si l'on écrit la composante totale E_z du champ,

$$E_z(r, t) = E_0 \times e^{i(k_z z + \omega t)} \quad (1.8)$$

on peut définir la vitesse de phase par :

$$v_\phi = \frac{\omega}{k_z} \quad (1.9)$$

Si l'on se place dans le régime de propagation sans atténuation, la vitesse de l'onde étant $\frac{\omega}{k} = c$ dans le vide, $v_\phi > c$: le front d'onde se déplace plus vite que la vitesse de la lumière.

En réexprimant l'équation (1.5) en fonction de $\omega = ck$ et de $\omega_c = ck_c$, on obtient la relation de dispersion :

$$\left(\frac{\omega}{c}\right)^2 = k_z^2 + \left(\frac{\omega_c}{c}\right)^2 \quad (1.10)$$

Le comportement de $\frac{\omega}{c}$ en fonction de k_z est une parabole. Sur la figure 1.4, la parabole définissant la variation de $\omega = f(k_z)$ (en pointillés) est toujours au-dessus de la droite $\omega = ck$.

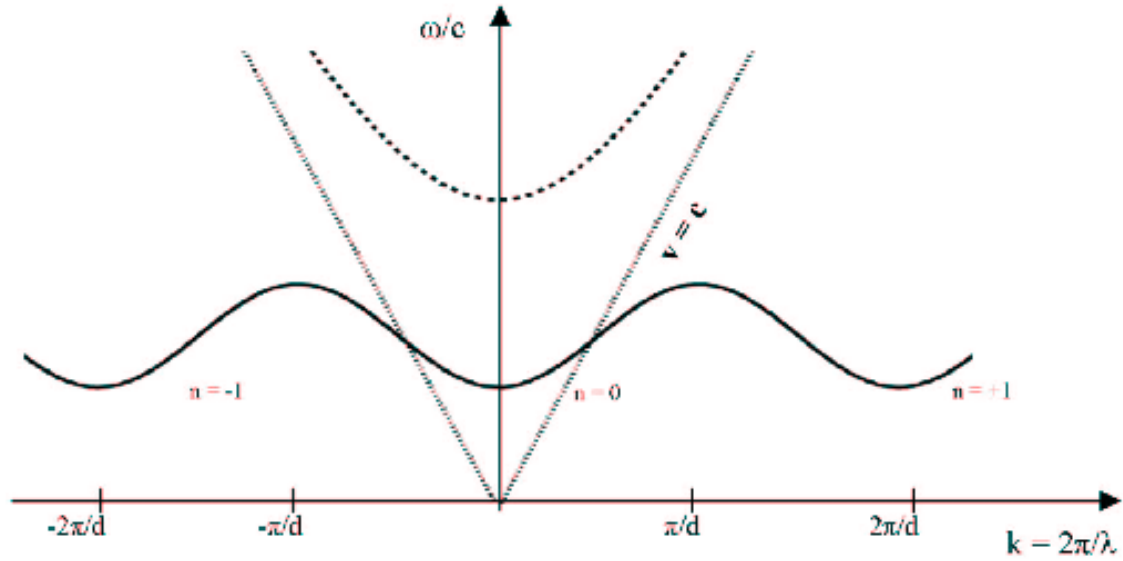


FIG. 1.4 – Relation de dispersion d’une onde plane se propageant dans un conduit métallique parfaitement conducteur. En pointillés, si le tube est infini, et en trait plein si l’on rajoute des conditions aux limites délimitant une cavité. Les lignes $v=c$ permettent de délimiter la région accélératrice : $v_p < c$.

On peut comprendre que si le front d’onde se déplace plus vite que la particule que l’on veut accélérer, ça ne peut pas marcher. En effet, si la particule se trouve sur une ligne de champ orientée dans le bon sens, l’onde va très vite « doubler » la particule. Elle se retrouvera alors soumise à un champ de sens opposé à sa vitesse et sera décélérée.

Si l’on veut maintenant résoudre le problème de la propagation d’une onde dans un guide d’onde cylindrique, comme ce sera le cas pour les cavités accélératrices des synchrotrons du Fermilab, il faut résoudre de la même manière les équations du champ en r et en θ (on se placera en coordonnées cylindriques). On définira également les conditions aux limites que les champs \vec{E} et \vec{B} doivent vérifier au niveau de la surface conductrice du guide d’onde.

1.2.2 Propagation dans un guide d’onde cylindrique

Par passage à travers une surface métallique de conductivité parfaite, le champ vérifiera les conditions suivantes :

- (i) la composante du champ \vec{E} parallèle à la surface doit être nulle sur la surface, donc si D est le diamètre du tube, $E_\theta(\frac{D}{2}) = 0$, et $E_z(\frac{D}{2}) = 0$.
- (ii) la composante du champ \vec{H} normale à la surface doit également être nulle sur la surface, donc $H_r(\frac{D}{2}) = 0$,

Ces conditions conduisent cependant à de nombreux modes de propagation. Le mode le plus intéressant pour accélérer des particules est le mode pour lequel les lignes de champ électrique sont parallèles à la direction de propagation, tandis que le champ magnétique est transverse.

Les solutions de l’équation d’onde générale (1.2) appliquée aux composantes r et θ sont les suivantes :

$$E_r = -i\hat{E}\frac{k_z}{k_c}J'_0(k_cr)e^{-ik_zz} \quad E_\theta = 0 \quad E_z = \hat{E}J_0(k_cr)e^{-ik_zz} \quad (1.11)$$

$$H_r = 0 \quad H_\theta = -i\frac{\hat{E}}{Z_0}\frac{k}{k_c}J'_0(k_cr)e^{-ik_zz} \quad H_z = 0 \quad (1.12)$$

avec J_0 la première fonction de Bessel, \hat{E} une amplitude arbitraire, et Z_0 l'impédance du guide d'onde. L'impédance est définie par le rapport des amplitudes $\frac{E_0}{H_0} = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}}$ dans le vide.

La condition (i) implique $J_0(k_c\frac{D}{2}) = 0$, soit, avec $x_1 = 2,40483$ le premier zéro de la fonction de Bessel,

$$k_c = \frac{2x_1}{D} \quad (1.13)$$

Cependant, la vitesse du front d'onde reste supérieure à c . On va considérer une cavité résonante pour résoudre ce problème.

1.2.3 Cavités résonantes

Pour des cavités résonantes, la solution générale est une superposition d'ondes se déplaçant dans un sens et dans l'autre, avec la même amplitude si l'on suppose une réflexion parfaite :

$$W(\vec{r}, t) = A(e^{i(\omega t + \vec{k} \cdot \vec{r})} + e^{i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})}) = 2A \cos(\vec{k} \cdot \vec{r})e^{i\omega t} \quad (1.14)$$

L'amplitude est indépendante du temps, et s'annule périodiquement si $\vec{k} \cdot \vec{r} = (n + \frac{1}{2})\pi$. La condition générale pour qu'il y ait résonance dans une cavité cylindrique s'écrit :

$$\frac{1}{\lambda_r^2} = \left(\frac{x_1}{\pi D}\right)^2 + \frac{1}{4}\left(\frac{q}{l}\right)^2 \quad (1.15)$$

avec q un nombre entier positif. Dans les cavités accélératrices, on utilise le mode $q = 0$. Dans ce cas, la longueur d'onde résonante s'écrit simplement

$$\lambda_r = \frac{\pi D}{x_1} \quad \text{avec } D \text{ diamètre de la cavité cylindrique,} \quad (1.16)$$

$$x_1 = 2,40483$$

Pour ce mode, la longueur de la cavité n'intervient donc pas, ce qui présente un intérêt pratique.

La figure 1.4 montre la relation de dispersion obtenue pour ce système résonant (en trait plein). Lorsque la vitesse de phase devient inférieure à c , il devient possible d'accélérer la particule.

Caractérisation de la cavité

On peut démontrer que la cavité se comporte comme un oscillateur électrique ayant un très bon facteur de qualité, défini par :

$$Q = \frac{\omega_r}{\Delta\omega} \quad (1.17)$$

avec ω_r la fréquence de résonance. Par définition, $\Delta\omega$ est l'intervalle de fréquence nécessaire pour avoir une amplitude de résonance $A_{pic} - 3\text{dB}$.

On peut ainsi modéliser le fonctionnement de la cavité par un circuit RLC, d'impédance :

$$Z = \omega L = \frac{1}{\omega C} \quad (1.18)$$

On écrit également le facteur de qualité sous la forme $Q = \frac{R_s}{Z}$. R_s est appelée l'impédance de shunt (ou de court-circuit), et caractérise la perte ohmique d'énergie. En résonance, la puissance totale de l'onde électromagnétique P_{RF} est convertie en chaleur dans la résistance R_s . La différence de potentiel maximum qui en découle s'écrira donc :

$$U_{cav} = \sqrt{2P_{RF}R_s} \quad (1.19)$$

Afin d'obtenir des grandes valeurs de puissance P_{RF} pour l'onde, on utilise un système d'amplificateur de puissance. Celui utilisé au Fermilab fait l'objet de la partie suivante.

1.3 fonctionnement d'un klystron

La technique employée au Tevatron pour produire une onde électromagnétique de grande puissance est le klystron. C'est un tube composé d'une cathode, de deux cavités RF, et d'une anode, séparées par un guide d'onde cylindrique. La figure 1.5 résume son principe de fonctionnement.

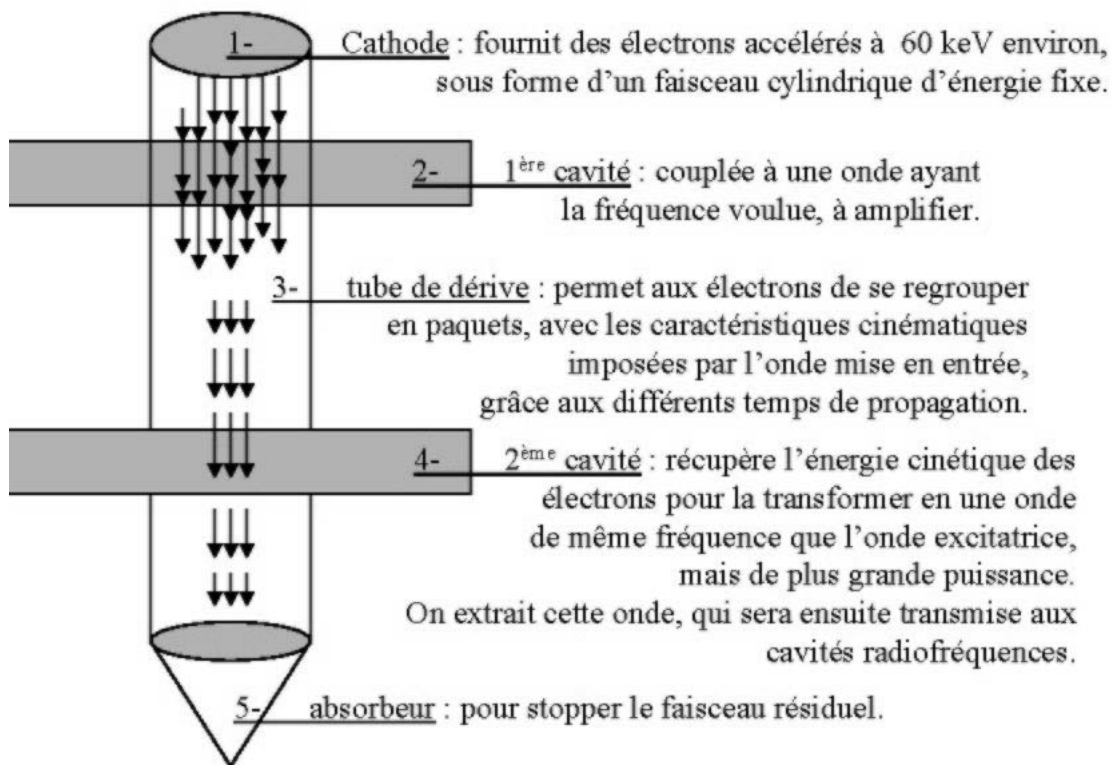


FIG. 1.5 – Principe de fonctionnement d'un klystron.

La cathode émet des électrons sur une grande surface, qui sont accélérés par une tension d'une dizaine de kV. Suivant la puissance du tube, cela donnera des courants de quelques ampères à quelques dizaines d'ampères.

Le faisceau passe dans une première cavité cylindrique dans laquelle se propage l'onde électromagnétique que l'on veut amplifier. Cette onde, propagée dans des modes ayant un champ magnétique transverse, est produite par un préamplificateur externe d'une puissance de quelques dizaines de Watts. Suivant la phase du champ, on va donc accélérer, freiner, ou ne pas toucher à l'électron qui traverse la cavité.

Le faisceau est ainsi modulé en vitesse suivant les caractéristiques du champ extérieur. Les particules les plus rapides vont sortir en premier. Le jeu va ensuite consister à profiter d'un guide d'onde d'une certaine longueur pour créer des paquets d'électrons allant à la même vitesse. On obtient après un certain temps un courant pulsé, qui va exciter une onde dans la deuxième cavité, toujours avec les caractéristiques du champ que l'on a mis en entrée.

La puissance du klystron est définie par la formule suivante :

$$P_{klystron} = \eta U_0 I_{faisceau} \quad (1.20)$$

avec η l'efficacité du klystron (de l'ordre de 45 à 65%), U_0 la tension d'entrée ($\sim 45kV$), et $I_{faisceau}$ l'intensité du faisceau d'électrons. Le tableau 1.2 résume les principales caractéristiques des klystrons employés au Fermilab [5].

Tension de la cathode	60 kV
Puissance du tube cathodique	660 kW
Courant de la cathode	11 A
Puissance de l'onde en entrée	27 W
Puissance de l'onde en sortie	325 kW
gain du klystron	40,8 dB
efficacité du klystron	49%
longueur des paquets	1,5 s

TAB. 1.2 – Principales caractéristiques des klystrons employés au Fermilab.

La partie suivante va s'intéresser à un deuxième point très important en physique des accélérateurs : le refroidissement des faisceaux de particules.

1.4 Les refroidissements stochastique et par faisceau d'électrons

Les antiprotons produits par collisions de protons sur une cible fixe ont une distribution en quantité de mouvement très large. On appelle refroidissement le fait de diminuer la dispersion en quantité de mouvement. Deux méthodes permettent de refroidir un faisceau de particules :

- la méthode stochastique : elle utilise des effets de statistique pour obtenir après un certain nombre d'itérations un faisceau collimé,
- l'équilibre thermique avec un faisceau d'électrons d'énergie fixée.

La méthode stochastique

On suppose que l'on a un échantillon de N particules. Un système appelé «pick-up», permet de mesurer la quantité de mouvement moyenne de cet échantillon. La particule la plus éloignée tirera nécessairement la moyenne vers elle. Le but étant d'accélérer ou de ralentir les particules pour les amener à la valeur voulue,

il faut que l'on dispose en outre de cavités RF modulables. On les appellera des «kickers», puisqu'ils fourniront la «pitchenette» d'énergie nécessaire au rétablissement de l'équilibre du faisceau.

La figure 1.6 résume le principe d'application de la méthode.

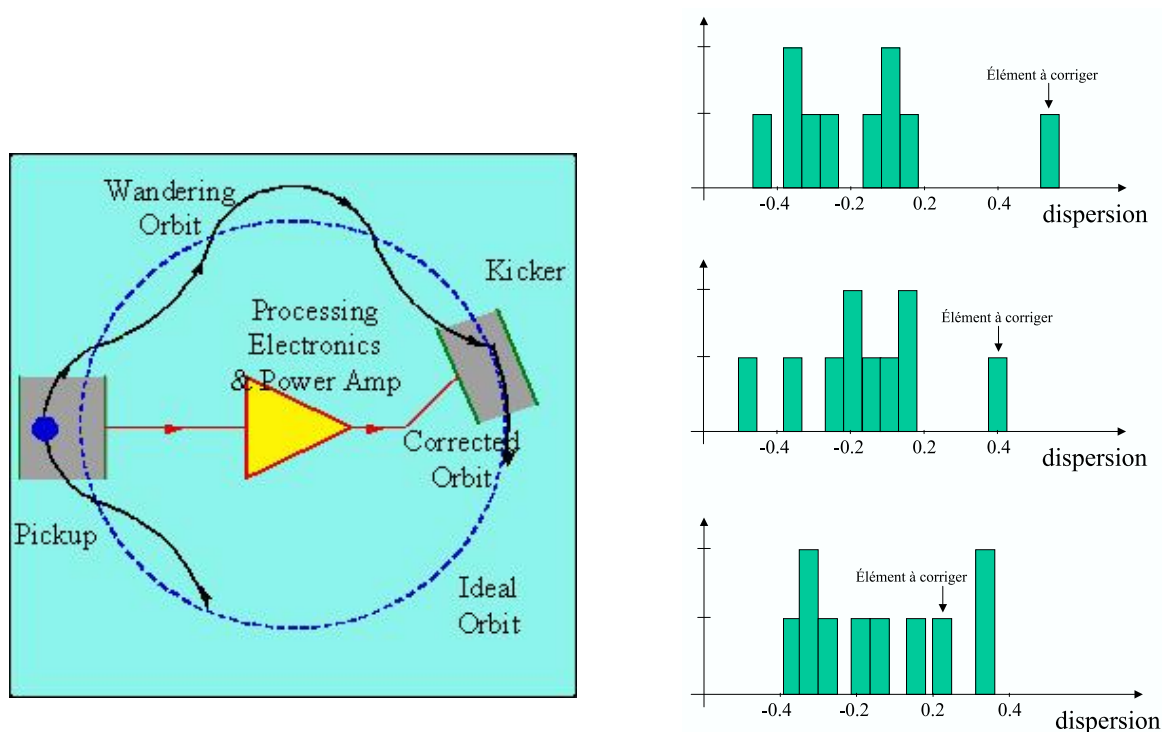


FIG. 1.6 – Principe d'application de la méthode stochastique pour refroidir un faisceau d'antiprotons. A gauche : schéma du procédé expérimental. A droite : explication du principe.

Le pick-up envoie un signal au kicker diamétralement opposé. Les particules continuent leur chemin circulaire, et au moment où elles pénètrent dans la cavité accélératrice du kicker, elles sont ramenées en moyenne à la valeur voulue.

La méthode doit son succès au fait qu'au tour d'après, ce n'est pas le même échantillon qui est mesuré. Donc après un certain nombre d'itérations, les particules les plus éloignées sont ramenées à la valeur moyenne. Les particules déjà proches vont subir des accélérations et décélérations de manière aléatoire, donc en moyenne nulle.

Moins il y a de particules dans l'échantillon, plus le refroidissement sera efficace. Débuncher et accumulateur seront vite limités en flux de particules pour un refroidissement optimal. C'est pourquoi le recycleur apporte tout son intérêt : il permet par sa taille de stocker au fur et à mesure les antiprotons refroidis précédemment, jusqu'à obtention de l'intensité suffisante pour le faisceau.

La méthode de refroidissement par faisceau d'électrons

La deuxième méthode, consiste à plonger le faisceau d'antiprotons dans un faisceau d'électrons. Juste en utilisant le principe d'équilibre thermique, les antiprotons vont progressivement s'aligner sur les électrons en quantité de mouvement. Le premier test expérimental a eu lieu en 1974 à Novosibirsk, avec des protons

de 50 MeV refroidis par des électrons de 27 keV [6].

Dans le cas du Fermilab, il faut produire un faisceau d'électrons venant s'aligner à la vitesse des anti-protons de 8 GeV circulant dans le recycleur. Le faisceau d'électrons devra avoir une énergie de 4,3 MeV (pour avoir le même $\beta = mc^2/E$) et être renouvelé en permanence pour imposer ses caractéristiques aux antiprotons.

Le principal atout de cette méthode est de refroidir en même temps les trois composantes de la quantité de mouvement, et ce indépendamment de l'intensité du faisceau. Cependant, elle présente un défaut majeur : elle n'est efficace que lorsque les antiprotons sont déjà proches de leur valeur nominale. C'est pourquoi cette méthode sera utilisée en complément du refroidissement stochastique.

Un refroidissement par faisceau d'électrons de faisceaux d'antiprotons de haute énergie constitue une nouveauté en physique expérimentale. Le Fermilab est actuellement le seul laboratoire à tester la faisabilité de la méthode pour de tels faisceaux, faisabilité brillamment démontrée le 19 juillet 2005. Le démarrage du refroidissement des antiprotons est prévu pour le mois d'août 2005.

Une fois la collision établie, il reste une variable très importante à définir pour pouvoir décider à quelle physique on aura accès : la luminosité.

1.5 Luminosité

Dans un collisionneur, le nombre d'évènements produits par seconde est défini de la façon suivante :

$$\dot{N}_p = \sigma_p L \quad \begin{array}{l} \sigma_p : \text{section efficace de la réaction,} \\ L : \text{probabilité d'interaction par unité de temps et de surface, ou luminosité.} \end{array} \quad (1.21)$$

Afin de calculer la luminosité, on projette la composante longitudinale des paquets de particules sur le plan transverse (cf. figure 1.7), ce qui définit une section efficace¹ pour chaque faisceau. Comme les faisceaux de protons et d'antiprotons circulent dans le même anneau, ils sont soumis aux mêmes systèmes optiques et auront une section efficace identique. D'autre part, on considère que la distribution des charges est gaussienne dans toutes les directions pour un paquet de particules.

On peut alors en déduire le nombre de protons (indice 1) ou d'antiprotons (indice 2) par unité de surface sur ce plan :

$$n_{1,2} = \frac{\partial^2 N_{1,2}}{\partial x \partial y} = \frac{N_{1,2}}{2\pi\sigma_x\sigma_y} e^{-\frac{x^2}{2\sigma_x^2} - \frac{y^2}{2\sigma_y^2}} \quad (1.22)$$

$\sigma_{x,y}$: dimensions transverses du faisceau au point d'interaction,

$N_{1,2}$: nombre total de particules par paquet.

La collision n'a lieu que dans une petite région autour du point d'interaction, c'est pourquoi on ne s'intéresse qu'aux sections efficaces dans cette région.

Soit dW la probabilité (dans le plan transverse) qu'un proton dans un élément de surface $dx dy$ interagisse avec un antiproton :

¹Le terme section efficace est ici employé au sens de sa définition première : la surface ayant la possibilité d'interagir.

Taille transverse des faisceaux

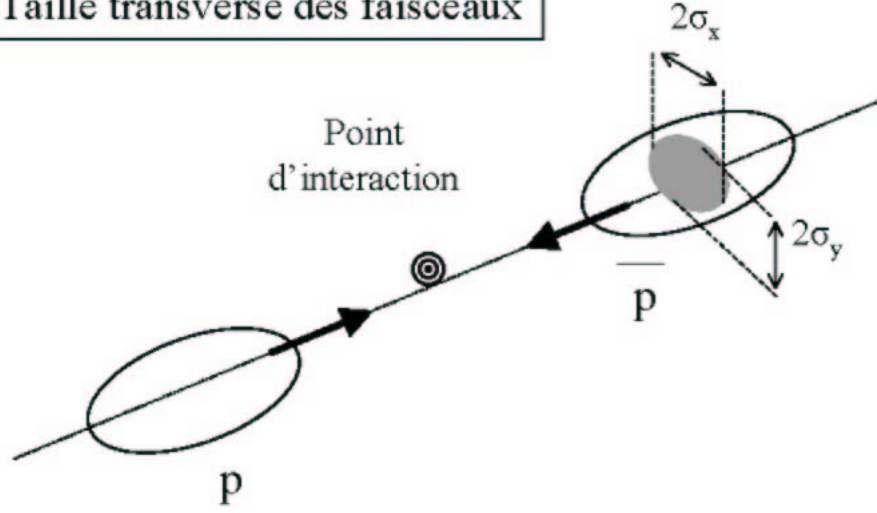


FIG. 1.7 – Définition de la dimension transverse d'un faisceau de particules.

$$dW = \sigma_p \frac{n_2 dx dy}{dx dy} = \sigma_p n_2 \quad (1.23)$$

Il reste maintenant à définir le nombre de protons traversant la surface $dx dy$ du flux d'antiprotons par unité de temps :

$$d\dot{N}_1 = \frac{b f_{rev} N_1}{2\pi \sigma_x \sigma_y} e^{-\frac{x^2}{2\sigma_x^2} - \frac{y^2}{2\sigma_y^2}} dx dy \quad b : \text{nombre de paquets de particules dans l'anneau} \quad (1.24)$$

f_{rev} : fréquence de révolution.

Avec la probabilité définie par l'équation (1.23), on obtient le taux d'événements par unité de temps :

$$d\dot{N}_p = \sigma_p n_2 d\dot{N}_1 = \sigma_p \frac{b f_{rev} N_1 N_2}{(2\pi)^2 \sigma_x^2 \sigma_y^2} e^{-\frac{x^2}{\sigma_x^2} - \frac{y^2}{\sigma_y^2}} dx dy \quad (1.25)$$

On intègre sur la surface en utilisant la relation suivante :

$$\int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{y^2}{\sigma_y^2}} dy = \sqrt{\pi} \sigma_y \quad (1.26)$$

et on obtient finalement :

$$\dot{N}_p = \sigma_p \frac{b f_{rev} N_1 N_2}{4\pi \sigma_x \sigma_y} \quad (1.27)$$

En réutilisant l'équation (1.21) on obtient l'expression de la luminosité :

$$L = \frac{b f_{rev} N_1 N_2}{4\pi \sigma_x \sigma_y} \quad (1.28)$$

Les paramètres sur lesquels on peut jouer sont donc : le nombre de particules par paquet (à augmenter), et la taille du faisceau (à diminuer). Ces paramètres sont cependant contraints.

Concernant le nombre de particules par paquet, on est très vite limité par les champs électromagnétiques créés, à la fois par interaction avec les atomes résiduels qui se trouvent dans le tube à vide, mais également par l'effet «faisceau-faisceau». Ce dernier est appelé effet de charge d'espace : le champ électromagnétique induit par un paquet va entraîner une déflexion des particules de l'autre paquet, déflexion directement liée à l'intensité du faisceau inducteur.

Concernant la diminution de la taille transverse du faisceau, on va être limité par le fait que le point d'interaction doit être entouré par un détecteur de grande taille. Afin d'éviter toute interaction entre les aimants liés au détecteur et ceux du système accélérateur, on laisse en général un espace totalement vide autour du détecteur. Mais les aimants doivent focaliser le faisceau au point d'interaction, situé à plus d'un mètre : cela limite la taille du faisceau à une valeur assez élevée. Afin de gagner un peu en résolution, on peut focaliser le faisceau en amont (aussi afin d'éviter un trop grand gradient de taille du faisceau, qui pourrait être néfaste à sa stabilité), et insérer un système d'aimants dans l'enceinte du détecteur, plus proche du point d'interaction.

La figure 1.8 présente la courbe de luminosité intégrée du Tevatron par run et par semaine depuis le 5 mars 2001. La figure 1.9 présente la luminosité initiale du Tevatron (en début de store) depuis le 1^{er} avril 2001. Le record est de $12,2 \times 10^{31} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ le 29 avril 2005 [7].

Les améliorations sensibles au cours de ces 3 années sont essentiellement dues à la mise en place du recycleur pour optimiser le refroidissement et le stockage des antiprotons (actuellement toujours en refroidissement stochastique, mais bientôt par faisceau d'électrons).

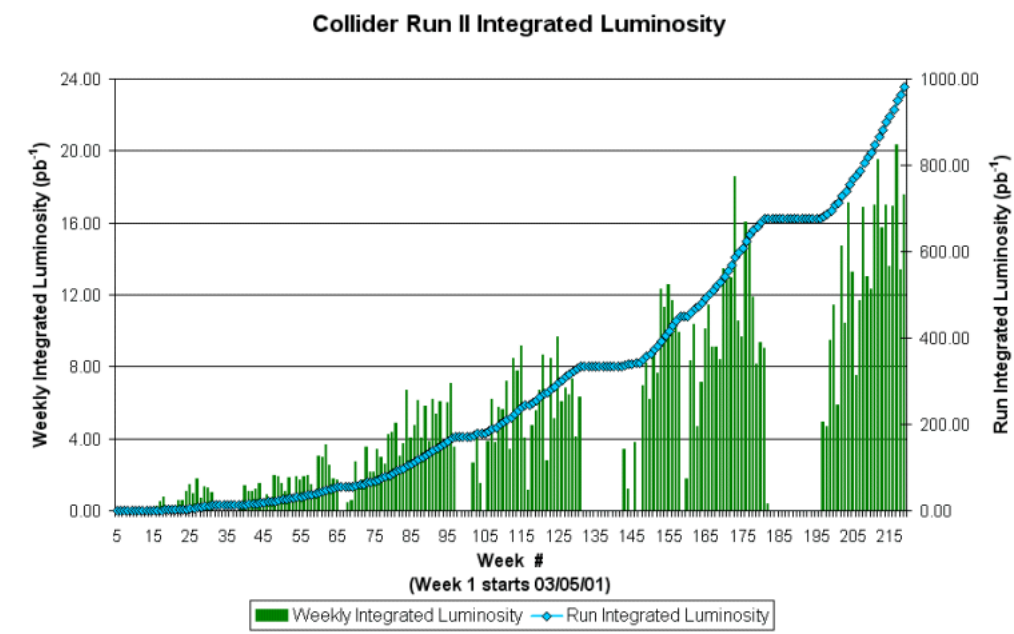


FIG. 1.8 – Luminosité intégrée par Run et par semaine.

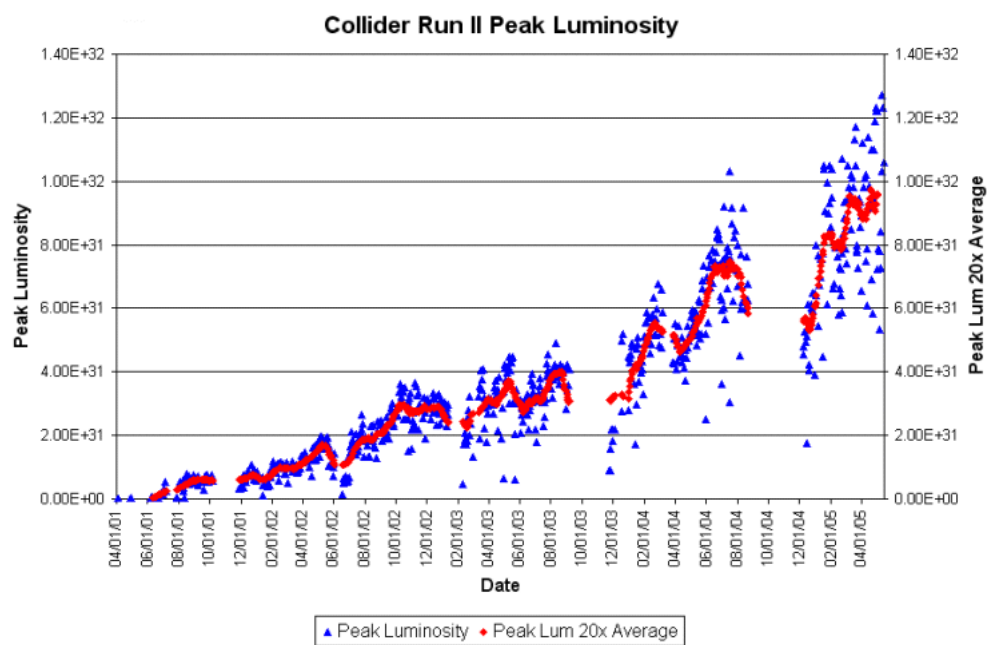


FIG. 1.9 – Luminosité initiale (en début de store) au cours du temps.

Chapitre 2

Le détecteur DØ

Le détecteur DØ a été construit dans le but d'avoir la meilleure efficacité possible pour l'identification et la reconstruction des électrons et des jets, et ce dans une large plage de rapidité [8].

Si z est la direction du faisceau, on définit la rapidité de la façon suivante :

$$y = \frac{1}{2} \ln\left(\frac{E + p_z}{E - p_z}\right) \quad (2.1)$$

On peut donc aussi écrire, si m_T est la masse transverse de la particule :

$$E = m_T \cosh(y) \quad p_z = m_T \sinh(y) \quad y = \tanh^{-1}\left(\frac{p_z}{E}\right) \quad (2.2)$$

On définit l'angle θ par l'angle que fait la trajectoire de la particule avec l'axe z , ou encore $\cos(\theta) = \frac{p_z}{p}$ (cf. figure 2.1).

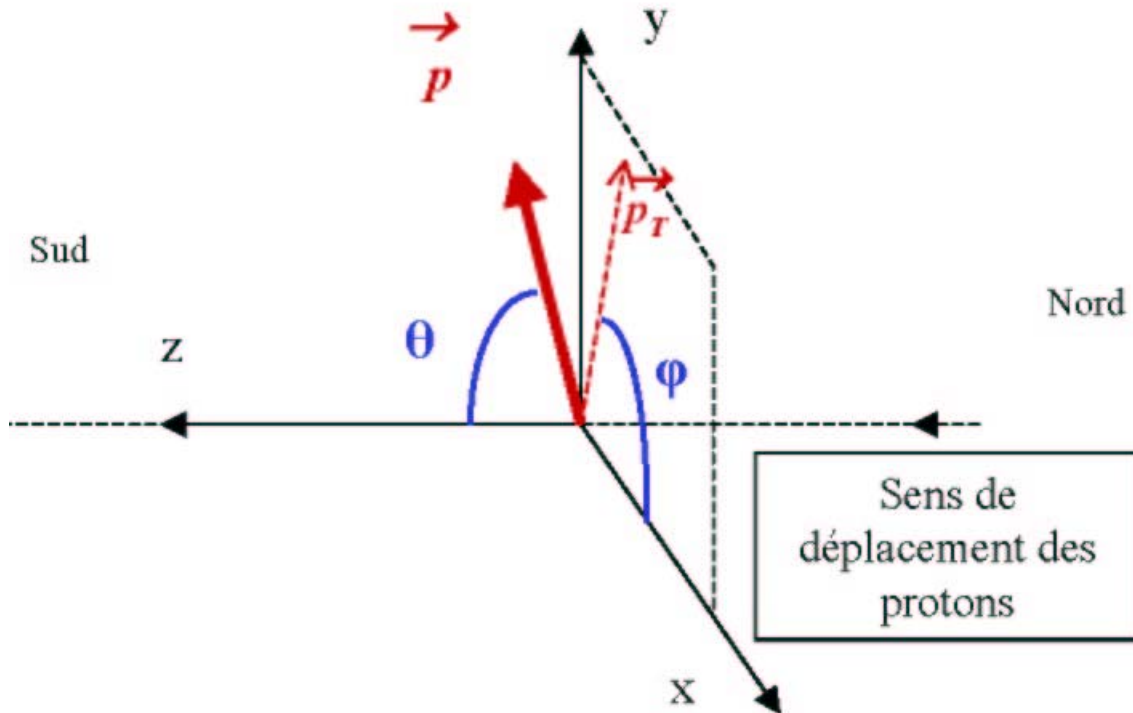


FIG. 2.1 – Système de coordonnées utilisées.

Dans le cas où $p \gg m$, on identifie rapidité et pseudo-rapidité, la pseudo-rapidité étant définie par :

$$\eta = -\ln\left(\tan\left(\frac{\theta}{2}\right)\right) \quad (2.3)$$

Nous verrons dans la suite pourquoi la pseudo-rapidité est une variable particulièrement pratique pour décrire la position des particules dans le détecteur DØ. Pour finaliser la description de la direction des particules, on utilise également l'angle φ , caractérisant la projection de la trajectoire dans le plan transverse (x,y).

Pour les particules électromagnétiques, on appelle θ_{phys} l'angle formé entre la direction de la trajectoire «physique» définie par (position du vertex, position dans la troisième couche du calorimètre électromagnétique¹) et l'axe du faisceau. On appelle θ_{det} le même angle mais défini par rapport à un vertex en (0,0,0) : il décrit la position de la particule du point de vue du détecteur.

Les détecteurs de traces permettront une bonne mesure de la quantité de mouvement des particules chargées, ainsi qu'une bonne reconstruction des vertex primaires et secondaires. Les calorimètres électromagnétique et hadronique à fine granularité et haute herméticité donneront une bonne mesure de l'énergie des électrons et des jets. Enfin les chambres à muons associées aux détecteurs de traces permettront de reconstruire efficacement les muons provenant des jets ou isolés. La figure 2.2 montre une vue globale du détecteur avec ces trois principaux systèmes : les détecteurs de traces, les calorimètres et le système de détection des muons.

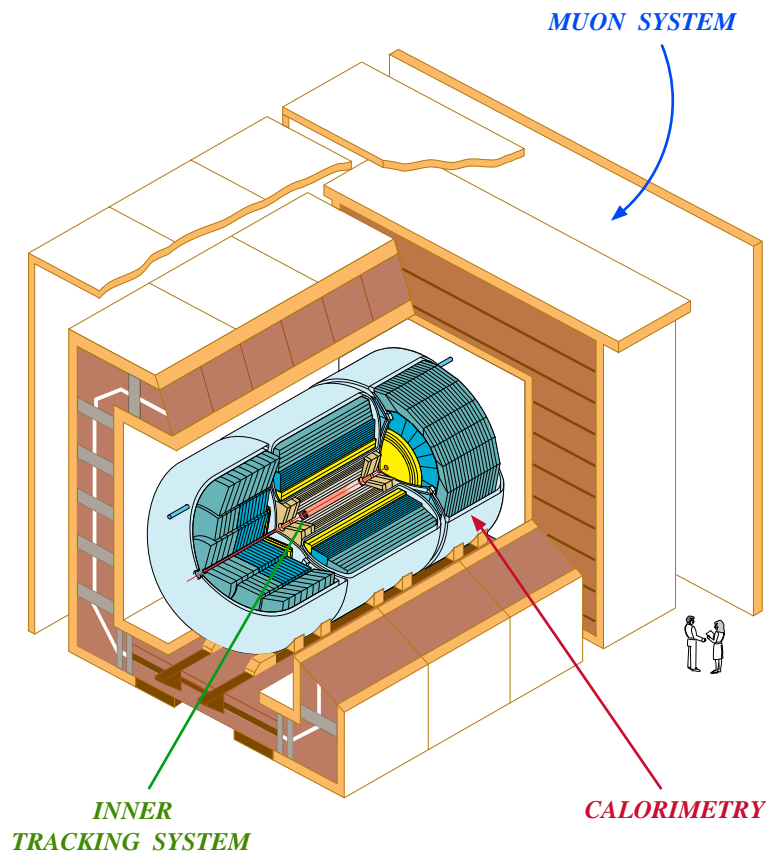


FIG. 2.2 – Vue d'ensemble du détecteur DØ.

¹cf. §2.2 décrivant le calorimètre.

2.1 Les détecteurs de traces

Ils sont divisés en deux parties. Le Silicon Microstrip Tracker [8] (SMT), ou détecteur au silicium, entoure le point d'interaction. Le Central Fiber Tracker [9] (CFT) ou détecteur à fibres scintillantes, est constitué de quatre couches cylindriques concentriques au SMT. Ils sont tous deux plongés dans un champ magnétique de 2 T, produit par un solénoïde supraconducteur. Ce solénoïde a 2,73 m de long, 71 cm de rayon, et représente 0,9 longueur de radiation. Il fournit un champ parallèle à l'axe z , uniforme à 0,5% près dans le volume intérieur du solénoïde.

La figure 2.3 présente une vue d'ensemble des détecteurs traités dans la suite : le SMT et le CFT.

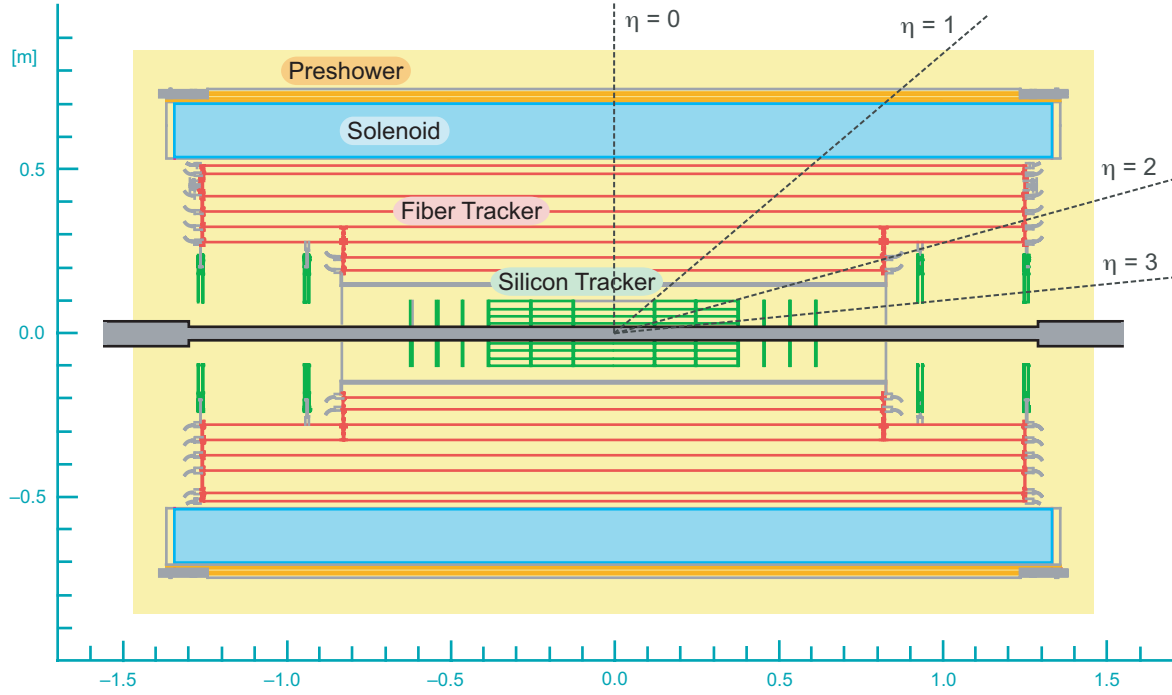


FIG. 2.3 – Vue d'ensemble des détecteurs de traces dans l'enceinte du solénoïde

Le SMT : détecteur au silicium

Le but principal du SMT est de reconstruire vertex et traces dans toute l'acceptance en η du détecteur [8] [10]. On pourrait simplement penser à construire un détecteur à géométrie sphérique, de façon à ce que toute trace croise perpendiculairement les plans de détection. Ainsi l'efficacité de reconstruction serait maximale. Cependant, les systèmes de focalisation du Tevatron sont faits de telle sorte que le point d'interaction se positionne avec une largeur de $\sigma_z = 25$ cm. Ceci impose un système hybride, fait de détecteurs à symétrie cylindrique, les tonneaux (ou barrels), et de disques perpendiculaires à l'axe z du faisceau.

La figure 2.4 montre un schéma de l'assemblage tonneaux-disques. Les traces à grande pseudo-rapacité (trajectoire proche de l'axe du faisceau) seront reconstruites grâce aux disques, tandis que les traces produites à plus petite pseudo-rapacité seront reconstruites par les tonneaux.

Après optimisation du coût et de la masse totale, le détecteur est finalement constitué de [8] [10] :

- six tonneaux, de 12 cm de long, séparés des disques par des interstices de 8 mm. 6 disques sont placés de chaque côté en $|z| = 6,4$ cm, 12,5 cm, 38,2 cm.
- chaque tonneau est constitué de quatre couches. Les couches sont décalées les unes par rapport aux

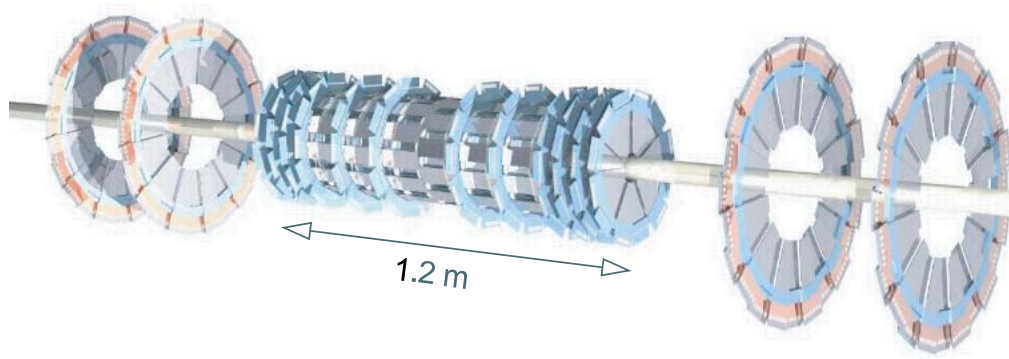


FIG. 2.4 – Vue schématique du détecteur au silicium : répartition des tonneaux et des disques suivant l'axe du faisceau.

autres afin de minimiser les zones «mortes» (par opposition à instrumentées). Ils couvrent la zone $-1,7 < \eta < 1,7$.

- douze disques nommés F, de petit diamètre (< 10 cm), dont les 6 précédemment cités, ainsi que 3 de chaque côté à la suite des tonneaux, situés en $|z| = 43,1$ cm, $48,1$ cm, et $53,1$ cm. Ces disques sont instrumentés des deux côtés.
- quatre disques de grand diamètre (< 26 cm), nommés H, instrumentés seulement côté intérieur. Ils sont situés à $|z| = 100,4$ cm et $121,0$ cm.

Trois types de détecteurs au silicium sont utilisés.

Les tonneaux sont constitués de deux types : des barrettes de silicium «3-puces», instrumentées d'un seul côté, et des barrettes «5-puces» instrumentées des deux côtés (soit dix puces en tout). Chaque barrette est constituée de deux plaques de silicium de 6 cm de long, 2,1 cm de large pour les 3-puces, ou 3,4 cm pour les 5-puces, $300\ \mu\text{m}$ d'épaisseur, mises bout-à-bout pour une longueur totale de 12 cm. Les 3-puces sont recouvertes de 384 strips², et les 5-puces de 640 strips de chaque côté. La récolte des paires électrons-trous créées dans le silicium par ionisation au passage des particules doit se faire au plus près possible du silicium, afin d'optimiser l'efficacité. Les puces sont directement intégrées au silicium, en bout de plaque, ainsi que le circuit d'amplification et de lecture. L'électronique de lecture et un système de refroidissement à eau sont également intégrés au détecteur. Ils ont été conçus avec le but de minimiser la quantité de matière traversée par les particules, afin que celles-ci déposent le moins d'énergie possible dans cette matière «morte».

Concernant les barrettes instrumentées des deux côtés, elles contiennent d'un côté des strips «axiaux» (c'est-à-dire parallèles à l'axe du faisceau) et de l'autre des strips «stéréo», décalés d'un angle de 2° pour certaines, et de 90° pour d'autres. Grâce au recoupement de l'information fournie par les deux côtés, on a accès à la position en z de la particule.

En résumé, chaque tonneau est constitué de 4 couches. L'électronique de lecture et le système de refroidissement sont situés entre chaque couche. Chaque couche est constituée de deux sous-couches. Chaque sous-couche est constituée de 6 barrettes pour les deux couches internes, et 12 barrettes pour les deux couches externes, réparties en hexagone ou en dodécagone. La figure 2.5 présente un résumé schématique de la position des barrettes dans un tonneau.

²La plaque de silicium est dopée n (ou p), les strips sont des bandes dopées p (ou n), réparties parallèlement sur la plaque avec en général un pas de $50\ \mu\text{m}$.

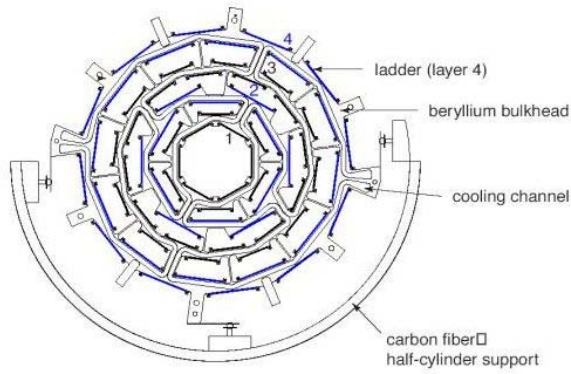


FIG. 2.5 – schéma de la répartition des couches de silicium dans les tonneaux du SMT

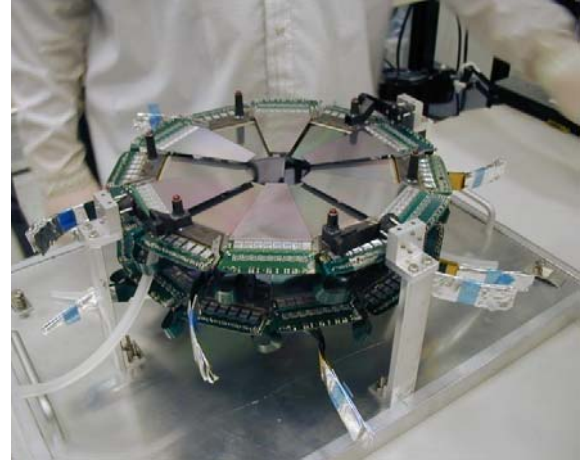


FIG. 2.6 – Photographie d'un disque F du SMT.

Concernant les disques, ils sont constitués de détecteurs en forme de triangles, appelés des «wedges». Ils sont assemblés par 12, pour former un disque de 360° . 8 puces sont nécessaires pour la lecture de chaque triangle. Pour les disques instrumentés des deux côtés, les strips sont disposés d'un côté avec un angle stéréo de $+15^\circ$, et de l'autre -15° . Pour éviter les zones mortes, un recouvrement de $707\ \mu\text{m}$ est nécessaire entre les zones actives des triangles : les triangles sont fixés alternativement d'un côté et de l'autre d'une plaque de beryllium dodécagonale. L'électronique de lecture ainsi que les puces ont été placées en périphérie des disques, afin de minimiser l'espace entre tonneaux et disques. La figure 2.6 montre une photo d'un disque.

Les performances du détecteur ont été envisagées sous deux angles : la résolution en quantité de mouvement et la résolution en position du vertex reconstruit.

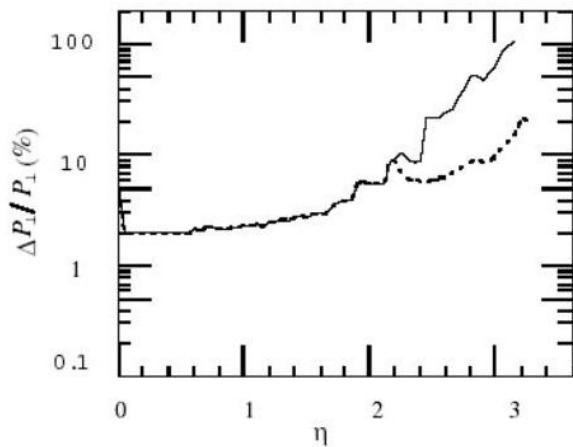


FIG. 2.7 – Résolution en quantité de mouvement en fonction de η pour une trace de $1\ \text{GeV}.c^{-1}$. La ligne en trait plein correspond au détecteur sans les disques H, en pointillés avec les disques H.

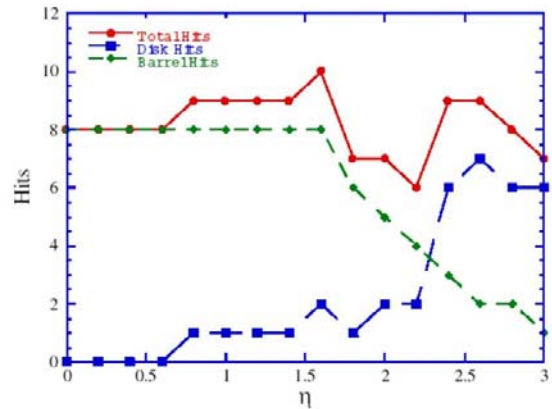


FIG. 2.8 – Répartition en fonction de η du nombre de hits dans le SMT. Les carrés représentent les hits appartenant aux disques, les losanges aux tonneaux, et les ronds le nombre total de hits.

La résolution en quantité de mouvement est présentée figure 2.7, pour une trace émise en $z = 0$, et de $p_T = 1\ \text{GeV}.c^{-1}$. Elle est comprise entre 2% à basse pseudo-rapacité, et environ 10 % à la limite de

détection ($|\eta| = 3$) si l'on tient compte des disques H (en pointillés) et jusqu'à 100 % sans les disques H (en trait plein).

La résolution sur la position des vertex est de 15 à 40 μm en $r-\varphi$, de 75 à 100 μm en z pour les vertex primaires, et de 40 μm (en $r-\varphi$) à 100 μm (en z) pour les vertex secondaires. Elle a été estimée à l'aide de simulation $t\bar{t}$ et $b\bar{b}$, et dépend du nombre de traces attachées au vertex.

Un autre aspect intéressant dans la reconstruction des traces est le nombre maximum de hits³ reconstitués, dus aux disques ou aux tonneaux, présentés figure 2.8.

Le SMT est le détecteur situé le plus près du point d'interaction. Il va être soumis à un très fort taux de radiations, de l'ordre de 0,5 Mrad.fb⁻¹. Il a été conçu pour résister à une dose de 1 Mrad, soit il ne pourra prendre qu'environ 2 fb⁻¹ de données, ou de 3,5 à 6 fb⁻¹ suivant les dernières prévisions [10]. Si l'expérience doit se poursuivre au-delà, le SMT devra être remplacé.

Le CFT : détecteur à fibres scintillantes

Il est constitué de huit cylindres concentriques (formant 4 couches) dont les rayons sont compris entre 20 et 52 cm [9] [10]. Les cylindres sont recouverts d'environ 77 000 fibres scintillantes de diamètre 835 μm .

Le principe physique est le suivant : la particule chargée produite lors de la collision $p - \bar{p}$ dépose de l'énergie par ionisation dans la fibre. Une partie de cette énergie est convertie en lumière scintillante par des composés organiques choisis dans ce but (la longueur d'onde émise dépend du matériau, ici il s'agit de ParaTerPhenyl émettant à 340 nm). Il faut environ 4,8 eV déposés pour exciter une molécule de base. Ces photons vont ensuite être transmis par multiples réflexions à un bout de la fibre, l'autre étant fermé par un miroir.

Les fibres sont placées très précisément (à 50 μm près) avec un pas d'environ 1 mm, et une longueur de 1,66 m ou 2,52 m. Elles sont réparties de la façon suivante : 2 couches par cylindre, une couche dite «axiale» (parallèle à la direction du faisceau) notée x, et une couche décalée d'un angle de $\pm 2^\circ$, notée u ou v suivant l'orientation. La structure totale est : x,xu,x,xv,x,xu,...

Chaque fibre scintillante est reliée à une fibre optique, dont la longueur varie de 8 à 11 m afin d'amener le signal lumineux aux photodétecteurs, les V.L.P.C. (Visible Light Photon Counter), placés à l'extérieur du détecteur.

La résolution du CFT seul est de 100 μm . La figure 2.9 montre la résolution attendue sur la mesure du paramètre d'impact en fonction de la quantité de mouvement de la trace, pour un angle $\eta = 0$. Les valeurs obtenues avec la combinaison SMT-CFT sont de l'ordre de 15 μm pour des impulsions transverses supérieures à 10 GeV.c⁻¹.

³Hit (coup) est le mot anglais pour désigner la zone du détecteur dans laquelle la particule est passée.

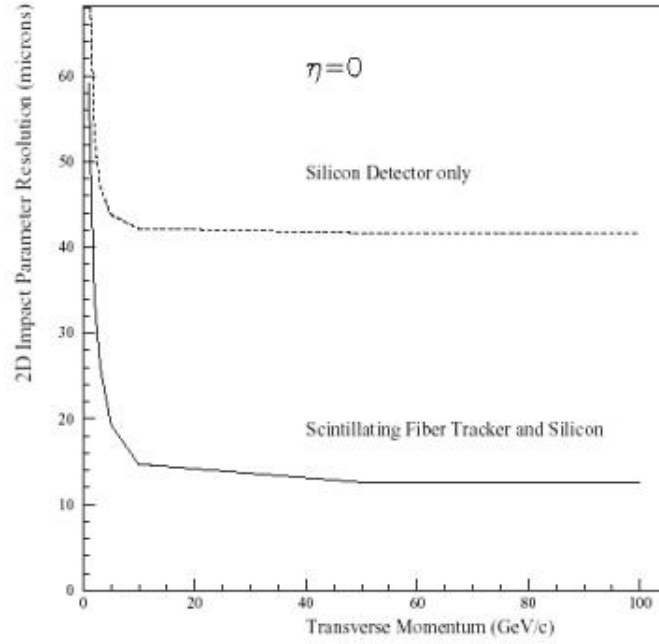


FIG. 2.9 – Résolution du SMT et du CFT sur le paramètre d'impact à deux dimensions, pour $\eta = 0$. La ligne en pointillés correspond à la résolution du SMT seul, la ligne en trait plein montre l'effet de l'ajout du CFT.

2.2 Les calorimètres électromagnétique et hadronique

Le calorimètre entoure le système des détecteurs de traces. Le calorimètre électromagnétique est situé le plus proche de l'axe du faisceau, et il est entouré par le calorimètre hadronique. Son mode de fonctionnement nécessite de l'argon liquide refroidi à 78K, il est donc entouré d'un cryostat [10] [11] [12]. On distingue 4 parties :

- le preshower, ou détecteur de pied de gerbe : il ne fait pas réellement partie du calorimètre à proprement parler. Il est situé à l'extérieur des cryostats et a une structure différente du reste du calorimètre. Son rôle est de pallier la perte d'énergie par passage de la particule dans le solénoïde, et dans les parois du cryostat. Il est également utile pour l'identification des photons et des électrons par rapport aux pions. Il apporte enfin de l'information pour relier traces et dépôts calorimétriques.
- le calorimètre central (note CC) : il couvre la zone $|\eta_{det}| < 1,1$, et est entouré de son propre cryostat.
- les deux calorimètres bouchons, nord et sud (notes ECN et ECS), qui couvrent respectivement les zones $\eta < -1,5$ et $\eta > 1,5$, et sont également entourés de leurs propres cryostats.
- la zone intermédiaire $1,1 < |\eta| < 1,5$ est équipée du détecteur inter-cryostat (ICD), qui permet de mesurer une partie de l'énergie des objets qui la traversent.

Le preshower

Il tapisse les parois externes des cryostats, juste en aval du solénoïde. On peut le séparer en deux parties, qui auront le même fonctionnement. La partie centrale (CPS pour Central PreShower) couvre la zone $|\eta| < 1,3$. La partie avant-arrière (FPS pour Forward PreShower) couvre la zone $1,5 < |\eta| < 2,5$.

Le CPS est composé de fibres scintillantes disposées en 3 couches cylindriques, avec une alternance de couches axiales «x» et stéréo «u et v» ($\pm 23^\circ$). Chaque couche a une structure en triangle équilatéral,

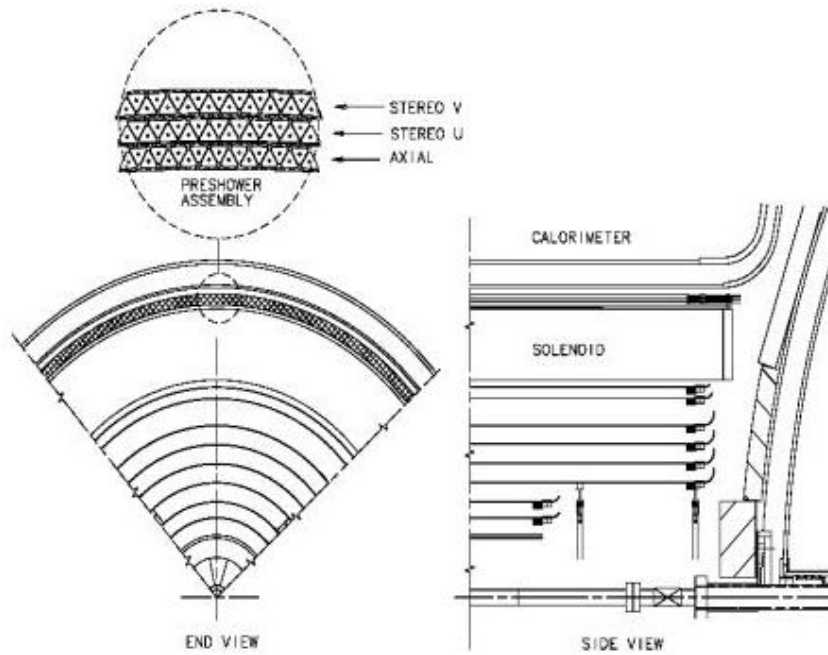


FIG. 2.10 – Vue schématique des preshowers.

d'environ 7 mm de côté. La figure 2.10 montre une vue schématique de ces détecteurs.

Le FPS est constitué de deux fois 2 couches, d'un côté et de l'autre de la plaque de plomb. L'électronique de lecture est la même que celle utilisée pour le CFT. Une particule au minimum d'ionisation produit en moyenne 4 photoélectrons par mm de scintillateur traversé. La résolution en position pour un électron est de 1,4 mm, et pour un muon 0,6 mm.

Le calorimètre

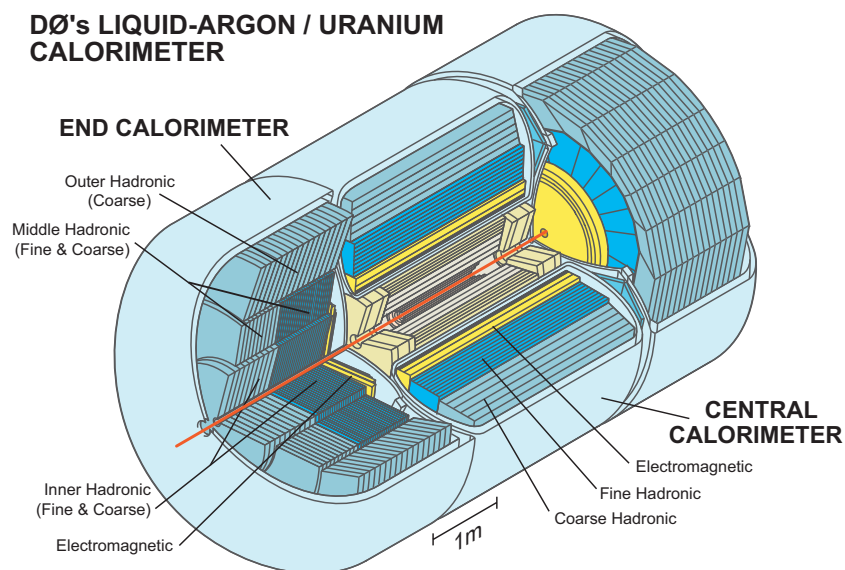


FIG. 2.11 – Vue complète des calorimètres.

C'est un calorimètre à échantillonnage : cela signifie qu'il est constitué d'une multitude de cellules,

avec une bonne granularité : chaque cellule a une dimension en $\Delta\eta - \Delta\varphi$ de $0,05 \times 0,05$ pour les couches les plus segmentées, et $0,1 \times 0,1$ en général. L'intérêt de cette technologie réside dans la stabilité au cours du temps et l'uniformité du signal mesuré. D'autre part, il est très résistant aux radiations. Par contre, comme la granularité augmente en profondeur, la résolution décroît au fur et à mesure que le dépôt d'énergie est loin du point d'interaction.

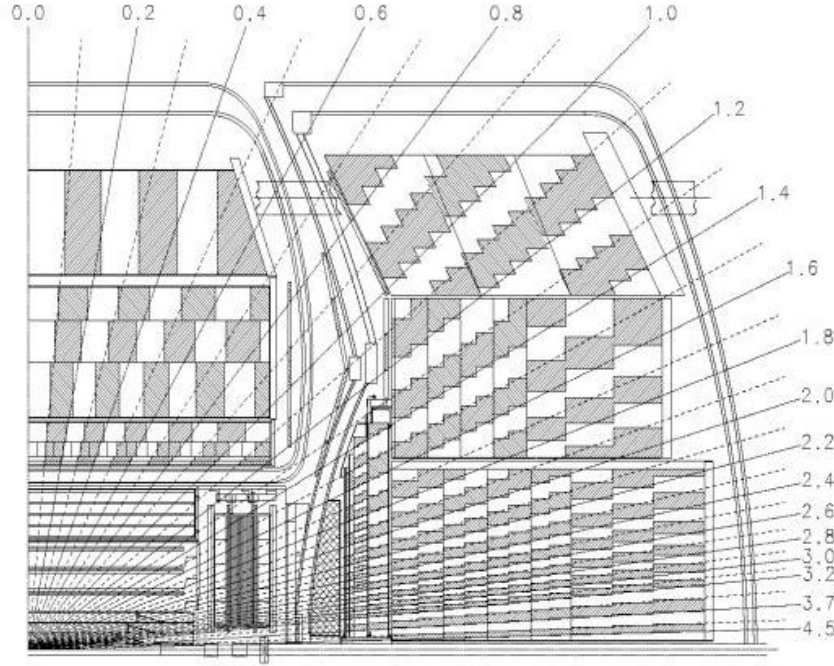


FIG. 2.12 – Disposition des cellules dans les calorimètres.

La figure 2.11 montre une vue complète du système de calorimétrie. La figure 2.12 présente la géométrie des différentes parties du calorimètre. On remarque que la disposition des cellules suit la segmentation en pseudo-rapacité, variable qui trouve donc tout son intérêt pour caractériser la position d'une particule dans le détecteur.

Concernant le calorimètre central, les informations principales sont indiquées dans le tableau 2.1. Le tableau 2.2 concerne les parties bouchons. Dans ces tables, seuls les chiffres en gras (rouge) seront commentés dans la suite :

- la couche EM3 présente une granularité plus fine, car c'est à ce niveau qu'une gerbe électromagnétique déposait son maximum d'énergie au Run I. Avec l'ajout du solénoïde au Run II, le dépôt maximum se situe maintenant plutôt dans la couche EM2 [13].
- dans les calorimètres bouchons, la granularité passe à $0,2 \times 0,2$ pour $|\eta| > 3,2$.
- la séparation en 32 modules en φ va conduire à une perte de résolution du calorimètre central : les zones inter-modules ne sont pas instrumentées. La figure 2.13 montre l'énergie déposée en fonction de l'angle ($\varphi + 0,1$) dans l'intervalle $[0; 0,2] \bmod(\frac{2\pi}{32})$. La zone comprise entre 0,07 et 0,14 est appelée «crack en φ » : on a rajouté 0,1 à l'angle φ de façon à centrer le crack. L'ensemble des cracks représente plus de 30% du calorimètre central. Ces zones devront être enlevées pour des mesures très précises de l'énergie. Cependant, nous verrons dans le chapitre 5 (reconstruction et correction des objets) que ces pertes sont relativement bien paramétrées et corrigées.
- une gerbe électromagnétique créée par un électron de 10 GeV est absorbée à 99% par $25 X_0$. Le calorimètre électromagnétique ne compte que $21 X_0$. Dans le calcul de l'énergie d'un électron, on

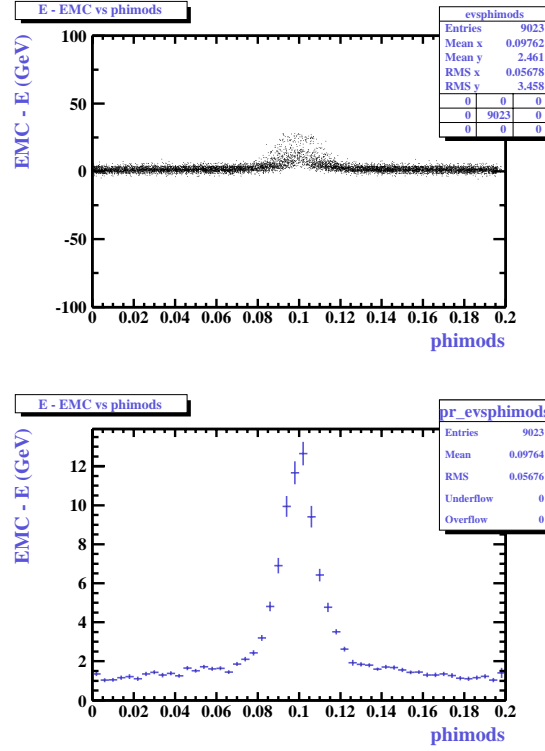


FIG. 2.13 – Distribution de la différence entre l'énergie générée et l'énergie reconstruite en fonction de $\varphi \bmod(\frac{2\pi}{32})$ dans le calorimètre central, pour des électrons Monte Carlo générés à 50 GeV.

ajoutera la couche FH1, qui représente environ $38 X_0$.

Caractéristiques	CC EM				CC FH			CC CH
Longueur	2,26 m							
Rayon interne	0,75 m							
Rayon externe	2,22 m							
Couverture en η	$ \eta_{det} \leq 1, 1$				$ \eta_{det} \leq 1$			$ \eta_{det} \leq 0, 6$
Nombre de modules en φ	32				16			16
Absorbeur	U				U			Cu
épaisseur de l'absorbeur	3 mm				6 mm			46,5 mm
nombre de couches	4				3			1
	EM1	EM2	EM3	EM4	FH1	FH2	FH3	CH1
Granularité en $\Delta\eta \times \Delta\varphi$	0,1×0,1		0,05×0,05	0,1×0,1	0,1×0,1			
nombre équivalent de X_0	2	2	7	10	96			33
nombre équivalent de λ_I	0,76				1,3	1	1,9	3,2
fraction d'échantillonnage	11,79 %				6,79 %			1,45 %
Nombre de voies de lecture	$\simeq 11370$				$\simeq 3000$			$\simeq 1120$

TAB. 2.1 – Caractéristiques principales du calorimètre central. CC EM concerne la partie électromagnétique, CC FH la partie Fine Hadronic et CC CH la partie Coarse Hadronic.

Caractéristiques	EC EM				EC IH				
Couverture en η	$1, 4 \leq \eta_{det} \leq 4$				$1, 6 \leq \eta_{det} \leq 4, 5$			$2 \leq \eta_{det} \leq 4, 5$	
Nombre de modules en φ	1				1				
Absorbeur	U				U/No			inox	
épaisseur de l'absorbeur	4 mm				6 mm			46,5 mm	
nombre de couches	4				4			1	
	EM1	EM2	EM3	EM4	FH1	FH2	FH3	FH4	CH1
Granularité en $\Delta\eta \times \Delta\varphi$	0,1×0,1		0,05×0,05	0,1×0,1	0,1×0,1				
Granularité pour $2, 6 \leq \eta \leq 3, 2$	0,1×0,1								
Granularité pour $ \eta > 3,2$	0,2×0,2								
nombre équivalent de X_0	0,3	2,6	7,9	9,3	121,8			32,8	
nombre équivalent de λ_I	0,95				4,8			3,6	
fraction d'échantillonnage	11,9 %				5,7 %			1,5 %	
Nombre de voies de lecture	$\simeq 7490$				$\simeq 4290$			$\simeq 930$	

Caractéristiques	EC MH					EC OH	
Couverture en η	$1 \leq \eta_{det} \leq 1,7$			$1,3 \leq \eta_{det} \leq 1,9$		$0,7 \leq \eta_{det} \leq 1,4$	
Nombre de modules en φ	16					16	
Absorbeur	U/No			inox		inox	
épaisseur de l'absorbeur	6 mm			46,5 mm		46,5 mm	
nombre de couches	4			1		1	
	FH1	FH2	FH3	FH4	CH1	CH1	
Granularité en $\Delta\eta \times \Delta\varphi$	0,1×0,1					0,1×0,1	
Granularité pour $2,6 \leq \eta \leq 3,2$	0,1×0,1						
Granularité pour $ \eta > 3,2$	0,2×0,2						
nombre équivalent de X_0	115,5			37,9		65,1	
nombre équivalent de λ_I	4			4,1		7	
fraction d'échantillonnage	6,7%			1,6%		1,6%	
Nombre de voies de lecture	1430			1340		1340	

TAB. 2.2 – Caractéristiques principales des calorimètres bouchons. EC EM concerne la partie électromagnétique, EC IH la partie hadronique interne (qui contient elle-même une partie FH et une partie CH), EC MH la partie hadronique du milieu (composée également de FH et CH), et EC OH la partie hadronique externe (uniquement CH).

Le schéma de fonctionnement d'une cellule est présenté figure 2.14. La particule va perdre de l'énergie dans l'absorbeur. C'est un milieu passif, dont le but est d'arrêter la particule, en permettant à la gerbe⁴ de se développer. Il est constitué d'uranium (U) appauvri dans les calorimètres électromagnétiques, d'un mélange uranium-niobium(U/No(2%)) dans les parties FH, et de cuivre (Cu) pour le CH central, d'acier inoxydable (inox) pour les CH bouchons. Le milieu actif est l'argon liquide (LAr). Chaque cellule d'argon est partagée en deux par une électrode mise sous tension, à environ 2 kV. L'électrode et la plaque d'absorbeur sont distants de 2,3 mm. Les électrons créés par ionisation dans l'argon vont dériver vers l'électrode reliée au potentiel positif. Le temps de collection de la charge est d'environ 450 ns. L'électronique de lecture devra donc gérer une superposition d'évènements, puisque le temps de croisement des faisceaux est de 396 ns.

⁴On appelle gerbe le dépôt d'énergie laissé dans le calorimètre.

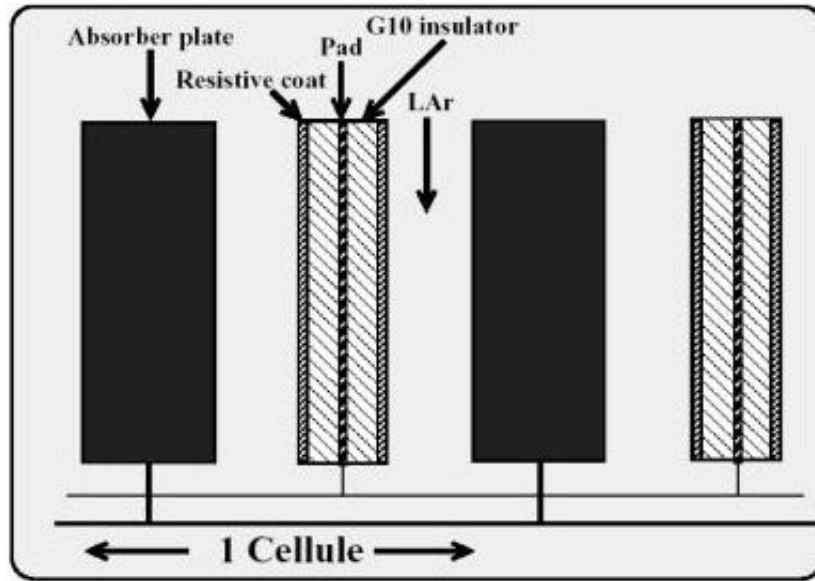


FIG. 2.14 – Schéma de fonctionnement d'une cellule du calorimètre.

Les cellules de base sont regroupées pour former des cellules de lecture. Les dimensions des cellules de lecture sont environ les mêmes que les tailles transverses des gerbes : 1 à 2 cm pour les gerbes électromagnétiques, et environ 10 cm pour les gerbes hadroniques. Les unités de lecture sont ensuite regroupées en tours «pseudo-projectives» (cf. figure 2.12), ayant $\Delta\eta \simeq 0,1$ et $\Delta\varphi \simeq 0,1$.

Le calorimètre représente en tout 55 296 voies de lecture. Le décryptage de ces informations va se faire en 3 étapes, résumées dans la figure 2.15.

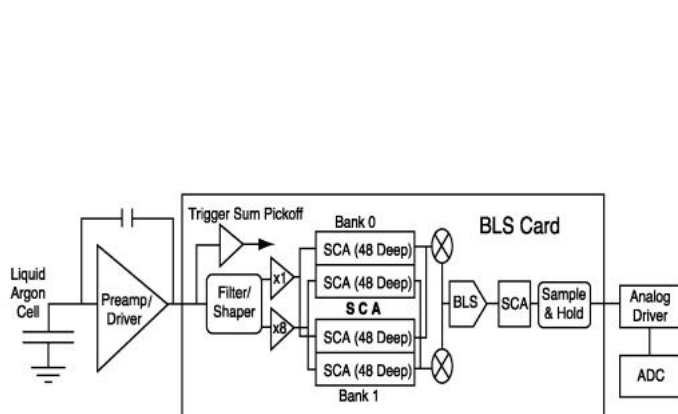
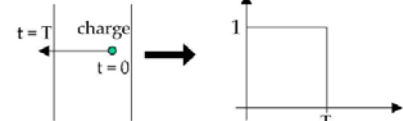
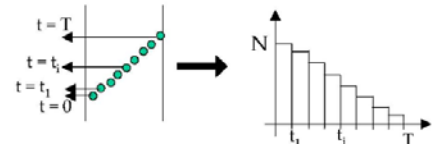


FIG. 2.15 – Chaîne de lecture du calorimètre, depuis la cellule U/LAr jusqu'aux convertisseurs analogique-digital.

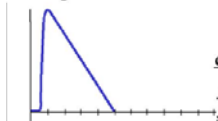
a) Cas d'une charge unique



b) Cas de N charges : passage d'une particule



c) Signal en sortie du détecteur



d) Signal en sortie du shaper

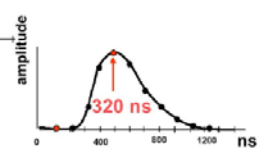


FIG. 2.16 – Forme des signaux en sortie du détecteur et du shaper.

La première étape se passe dans le cryostat : le signal provenant de la cellule de base U/LAr est conduit à un préamplificateur de charge. Chaque électron dérivant vers l'électrode fournit un signal en forme de créneau, cf. figure 2.16 [14]. En entrée du préamplificateur, le signal intégré est triangulaire, et caractérisé par un temps de montée d'environ 400 ns et un temps de descente de 15 μ s. En sortie, il est parabolique.

La deuxième étape est réalisée dans les cartes BLS (BaseLine Subtractor), situées sous le cryostat : le signal est conduit à un «shaper» pour le mettre en forme. Le shaper fournit un signal avec un pic de hauteur égale à deux tiers de la hauteur initiale, afin de minimiser les effets de «pile-up»⁵. Le signal atteint son maximum à environ 320 ns, et un retour à zéro après 1,2 μ s. Le signal est dupliqué, et échantillonné toutes les 132 ns, dans deux chaînes de lecture : une de gain $\times 8$, l'autre de gain $\times 1$. Chaque signal est ensuite stocké puis lu dans des mémoires analogiques, appelées SCA (pour Switch Capacitor Arrays) pendant environ 4 μ s, en attendant la réponse des triggers de niveau 1 (cf. §5.1.1). Le rôle des BLS est ensuite de soustraire le pile-up : on soustrait le signal de 3 échantillons plus tôt (ce qui correspond au signal 396 ns plus tôt). Ceci a également pour but de soustraire un bruit de fond basse fréquence dû à l'électronique de lecture. Le signal est à nouveau stocké dans des SCA, en attendant la réponse des triggers de niveau 2.

La troisième étape consiste à transporter le signal jusqu'aux convertisseurs analogique-numériques (ADC). Suivant la décision des triggers de niveau 3, le signal sera alors écrit sur bande, ou rejeté.

Les coups ADC devront ensuite être convertis en énergie. On définit ici le signal de pedestal : c'est la valeur moyenne dans le temps de la réponse d'une cellule lorsqu'il n'y a pas de faisceau. Le pedestal tient donc compte du bruit de l'électronique de lecture. On définit d'autre part le σ de la réponse d'une cellule par la dispersion du signal de pedestal. De ces deux grandeurs, on en déduit un seuil en énergie de la cellule au-delà duquel on a un signal correspondant au passage d'une particule, égal au pedestal + 2,5 σ .

Comme une particule traverse plusieurs couches, il faut sommer les contributions des différentes couches. En pratique, on applique un poids différent pour chaque couche. Ces poids sont définis à partir de simulation Monte Carlo, de telle sorte que l'on retrouve l'énergie totale des particules générées, tout en minimisant la résolution de la distribution de l'énergie reconstruite. Cette résolution s'exprime par la formule suivante :

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \sqrt{\left(\frac{b}{E}\right)^2 + \left(\frac{s}{\sqrt{E}}\right)^2 + c^2}$$

avec s, b et c trois constantes qui ont été déterminées au Run I lors de la calibration en faisceau test du calorimètre. On définira ces constantes dans le §6.3.

Le détecteur inter-cryostats ou ICD

Le but est de pallier le manque de détecteurs dans la région $1, 1 < |\eta| < 1,5$. Il est constitué de deux parties :

- des cellules dites «massless gap» : elles sont situées entre la fin des cellules du calorimètre proprement dit, et les parois du cryostat. Ce sont des cellules d'argon liquide sans absorbeur, la paroi du cryostat jouera le rôle d'absorbeur.
- des couches de scintillateurs sont également ajoutées sur les parois des cryostats bouchons : elles sont constituées de 16 modules en φ . Les fibres scintillantes sont lues par des photomultiplicateurs, puis par la même électronique de lecture que le calorimètre.

⁵Il s'agit de l'empilement d'événements, dû au fait que le temps de dérive des électrons est de 400 ns alors que le temps de croisement des faisceaux est de 396 ns.

2.3 Le système de détection des muons

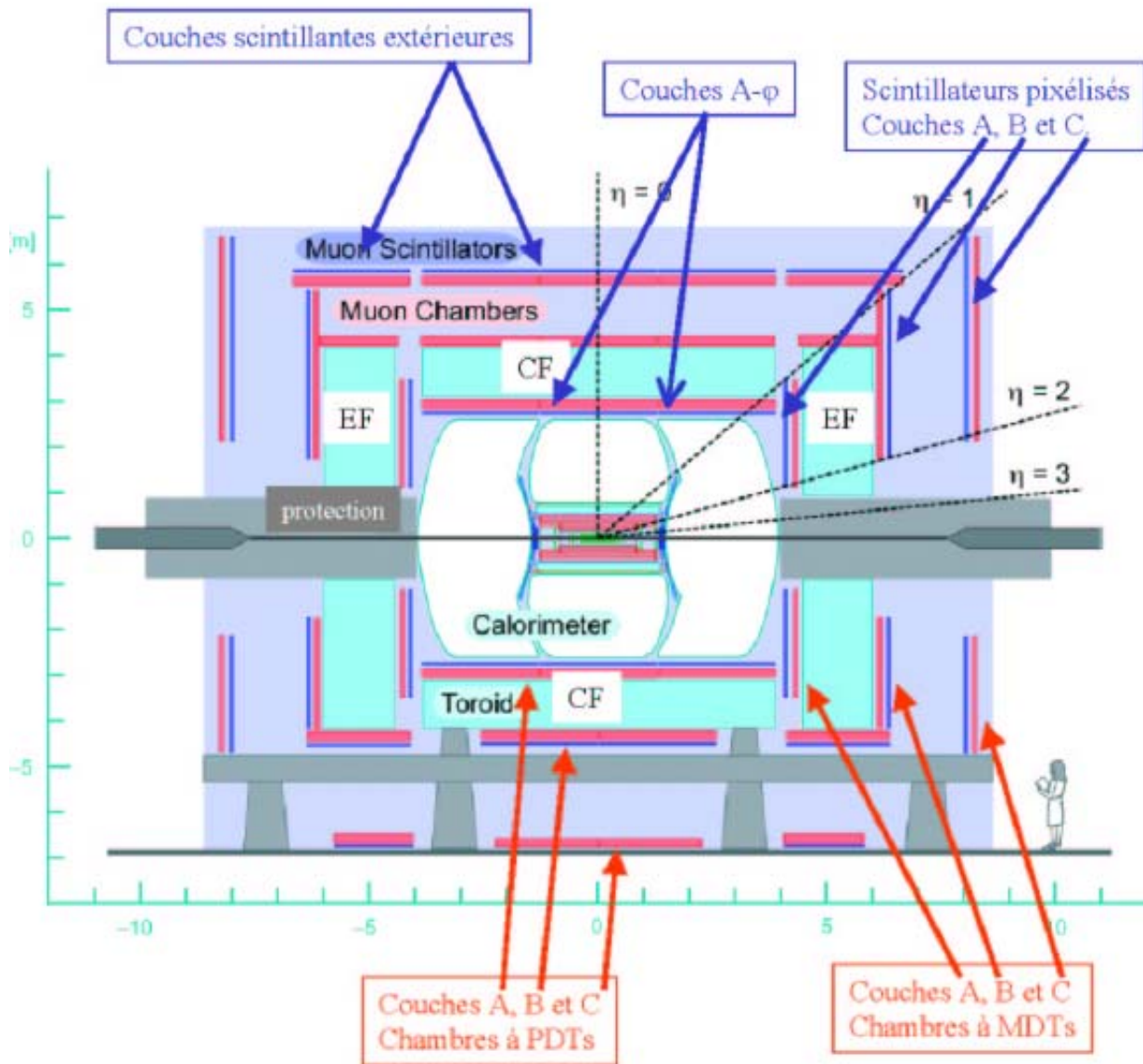


FIG. 2.17 – Vue générale des détecteurs de muons.

Les différentes parties sont présentées figure 2.17. On y distingue [15] :

- l'ex-système WAMUS (au Run I, Wide Angle MUon System) : il couvre la partie $|\eta| < 2$, et est composé de tubes à dérive appelés PDTs (Proportional Drift Tubes), système de détection de traces, et de trois aimants toroïdaux en fer. L'aimant central est appelé CF et les deux aimants « bouchons » EFs. Les PDTs, qui couvrent la partie $|\eta| < 1$, sont disposés selon trois couches : une couche A à l'intérieur des toroïdes, et deux couches B et C à l'extérieur.
- l'ex-système FAMUS (au Run I, Forward Angle MUon System) : composé de MDTs (Mini Drift Tubes), il permet d'étendre la couverture en $|\eta|$ à 2.
- des scintillateurs : 372 sont situés à l'extérieur des aimants, et 630 à l'intérieur du toroïde central.

Ces derniers, appelés couches $A\varphi$ font partie du système de déclenchement (nous en reparlerons dans le chapitre 5).

- 4214 scintillateurs pixélisés (segmentation fine, bonne résolution temporelle) dans les régions avant et arrière. Ils font également partie du système de déclenchement.
- un système de protection autour du tube à vide dans les régions avant et arrière, afin d'éviter des interactions non voulues dans les détecteurs de muons⁶. Une première couche en fer permet d'absorber le développement de gerbes électromagnétiques et hadroniques. Une deuxième couche en polyéthylène agit comme absorbeur de neutrons, ce qui produit un rayonnement γ absorbé à son tour par une troisième couche en plomb.

Les aimants toroïdaux

Ils constituent 65% de la masse totale du détecteur (5500 tonnes).

Le CF (aimant central) peut se séparer en deux parties, permettant l'accès aux détecteurs centraux. Il soutient de plus le calorimètre, le solénoïde central, et les détecteurs de traces centraux (CFT et SMT). Il est composé d'un anneau de forme rectangulaire (dans le plan X-Y) d'épaisseur 109 cm, et de rayon interne 3,17 m.

Les EFs (aimants bouchons) forment des plans carrés de dimensions $8,33 \times 8,33$ m.

Le solénoïde central (entre 1,3 et 2T dans son enceinte) induit un champ magnétique entre $1,5 \cdot 10^{-5}$ et $10 \cdot 10^{-5}$ T dans l'enceinte du toroïde central. Lui-même induit un champ de 1,66 T dans son enceinte, et les EFs de 1,8 T dans la direction Y, 1,9 T dans la direction X, et entre 1,9 et 0,6 sur les diagonales, le champ le plus faible étant vers l'extérieur du détecteur. Le courant correspondant est de l'ordre de 1500 A.

Les scintillateurs

La fonction principale des scintillateurs est de fournir une information complémentaire à celle des détecteurs de traces centraux, afin de déterminer très rapidement la présence d'un muon venant de la collision. En mesurant le temps mis par la particule entre la collision et le passage dans la première couche de scintillateurs (couche $A\varphi$), on peut par exemple discriminer un muon provenant de la collision d'un muon cosmique ou encore d'un muon venant d'une interaction avec le tube à vide. La résolution en temps est d'environ 2,5 ns pour l'ensemble des systèmes $A\varphi$.

Les détecteurs de traces : PDTs et MDTs

Ils permettent l'identification d'un muon en coïncidence avec le système central (SMT, CFT), et une mesure indépendante de l'impulsion par rapport au système central.

Dans la partie centrale, on dénombre 94 chambres de 6624 PDTs, sur les trois couches A, B et C. Un PDT est un tube à dérive proportionnel : cela consiste en une cellule rectangulaire en aluminium, contenant un fil d'anode entouré de deux plans de cathode, et fonctionnant dans un mélange gazeux d'Argon (84%). Le temps de dérive d'un électron dans une cellule de 10 cm est typiquement de 450 ns, et la résolution en position est d'environ 0,5 mm.

Dans les parties avant et arrière, les chambres à dérive sont constituées de MDTs. Ces chambres à «dérive minimale» ont une anode en tungstène plaqué or, et fonctionnent dans un mélange gazeux à 90% de CF_4 . Le mélange gazeux a été choisi entre autre de façon à permettre un temps de dérive des électrons

⁶Parmi les interactions parasites, on peut citer les interactions de particules émises dans la collision avec le tube à vide, ou le cryostat des calorimètres bouchons.

maximum inférieur au temps entre deux croisements de faisceau. La résolution spatiale est de 1 mm environ par cellule.

Chapitre 3

Supersymétrie et violation de la R-parité

3.1 Rappels sur le Modèle standard

3.1.1 Bref historique du Modèle Standard

L'histoire du Modèle Standard [16] de la Physique des Particules commence en 1897 lors de la découverte de l'électron par Joseph John Thomson. Quelques années plus tard, Henri Becquerel, Pierre et Marie Curie mettent en évidence le phénomène de la radioactivité. En 1911, Ernest Rutherford découvre que les atomes ont un noyau. En 1930, Wolfgang Pauli émet l'hypothèse de l'existence d'une nouvelle particule, le neutrino, pour expliquer le spectre en énergie des électrons issus de la radioactivité β . En 1932, J. Chadwick découvre le neutron. Dès lors, la preuve est établie que les noyaux des atomes sont constitués de protons et de neutrons. En 1933, C. Anderson découvre le positron, et Fermi énonce la théorie de la radioactivité β . C'est au tour du muon d'être mis en évidence dans les rayonnements cosmiques en 1937.

La première brique du Modèle Standard est posée en 1947, avec la formulation finale de l'électrodynamique quantique par Tomonaga, Schwinger et Feynman. En 1954, Yang et Mills développent les théories de champs de jauge. En 1955, la notion d'interaction faible est introduite par M. Gell-Mann pour expliquer la désintégration β . Dans la continuité, S. Glashow tente en 1961 d'unifier interaction faible et électromagnétisme en une théorie électrofaible. En 1965, M. Gell-Mann et G. Zweig font tous deux l'hypothèse du quark lié par interaction forte dans les protons et les neutrons.

A. Salam et S. Weinberg introduisent le mécanisme de Higgs dans la théorie électrofaible en 1967. Avec S. Glashow, ils avancent l'existence de trois nouvelles particules, bosons vecteurs de l'interaction faible : les W^\pm et le Z . Les trois années suivantes verront le développement d'un modèle des partons par Bjorken et Feynman, utilisant trois quarks : up, down et strange. L'existence d'une sous-structure du proton n'est mise en évidence qu'en 1969 à Stanford, par l'étude de la diffusion d'électrons sur des noyaux. En 1970, Glashow, Iliopoulos et Maiani ajoutent les quarks dans la théorie électrofaible, et prédisent l'existence d'un quatrième quark : le charme. En 1973, la découverte de l'interaction faible par courant neutre au CERN renforce la prévision d'un boson neutre (le Z).

Suivant de près les suppositions théoriques, le neutrino électronique est découvert en 1956, le neutrino muonique en 1962, et le quark charmé ainsi que le tau en 1974. Bien que non prédit par la théorie, un cinquième quark, le quark bottom, est découvert en 1977.

En 1983, les expériences UA(1) et UA(2) découvrent les bosons W^\pm et Z au CERN. Les données du LEP justifient en outre l'existence de trois familles de neutrinos de masse inférieure à $m_Z/2$, ni plus ni moins.

Entre 1992 et 1994, les gluons sont mis en évidence à Genève et à Stanford par l'observation du fait

que les quarks ne portent que 30% du spin du proton et du neutron.

Les dernières briques fondatrices du Modèle Standard sont découvertes en 1995 (quark top) et en 2000 (neutrino tau) au Tevatron (Fermilab, Chicago).

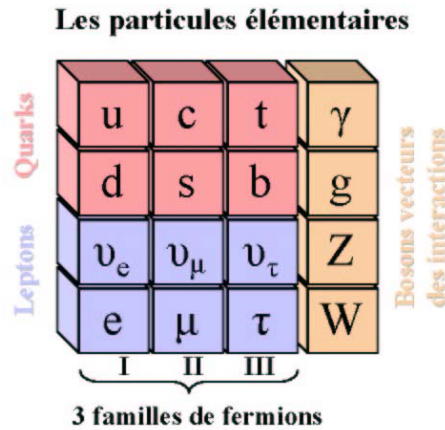


FIG. 3.1 – Les particules du Modèle Standard.

En résumé (cf. figure 3.1), le Modèle Standard contient 12 particules de matière, appelés fermions, caractérisés par un spin demi-entier.

Le Modèle Standard contient en outre 12 bosons vecteurs des interactions, caractérisés par un spin entier. Les interactions fondamentales sont au nombre de 4 : l'interaction électromagnétique, véhiculée par le photon, de masse nulle. L'interaction faible est véhiculée par les bosons W^\pm et Z , très massifs. L'interaction forte est véhiculée par huit gluons, de masses nulles. Elle ne fait pas à proprement parler partie du Modèle Standard. La quatrième interaction, la gravitation, n'est quant-à elle pas du tout intégrée dans le Modèle Standard, nous en reparlerons dans le §3.1.3.

Le Modèle Standard contient enfin un boson de Higgs, qui n'a pas encore été observé mais dont l'existence est très fortement prédite.

3.1.2 Les interactions fondamentales

Cette partie se base principalement sur les références [17] et [18].

On cherche à décrire la physique des particules élémentaires, à l'aide de ce qu'on appelle la théorie quantique des champs. Les constituants de la théorie sont : la mécanique en relativité restreinte, la théorie des groupes et la physique quantique.

D'une manière générale, les choses se déroulent de la façon suivante :

on se place dans un espace représentatif de ce que l'on veut décrire. Dans cet espace, les particules seront décrites par un champ, qui dépend des coordonnées de l'espace. L'espace possède en outre des symétries, qui vont induire des contraintes sur l'interaction entre les particules. Le formalisme le plus pratique pour décrire à la fois des champs et des symétries est le formalisme lagrangien, qui repose sur le postulat suivant : les équations du mouvement découlent d'un principe de moindre action. On définit l'action par $S = \int d^4x L(\phi, \partial_\mu \phi)$ avec L la densité lagrangienne, ou par abus de langage le lagrangien. La physique se situe à un point où l'action atteint un extremum. Le lagrangien est une fonction du champ et de ses dérivées premières. S'il est invariant par une symétrie donnée, alors les équations du mouvement le seront également.

En unité $\hbar = c = 1$, l'action est un nombre sans dimension, et les coordonnées de l'espace-temps ont une dimension $[\text{masse}]^{-1}$: le lagrangien doit donc être de dimension 4 en masse.

L'espace que l'on connaît est un espace à 4 dimensions, l'espace de Minkowski (t, x, y, z) . En relativité restreinte, cet espace est associé au groupe de Poincaré, composé des symétries suivantes :

- les translations dans l'espace-temps,
- les rotations dans l'espace des trois dimensions (x, y, z) dites "spatiales",
- les transformations de Lorentz (ce sont les transformations permettant de décrire un système physique dans n'importe quel référentiel Galiléen),
- les inversions temporelles et les réflexions spatiales.

Les trois dernières symétries composent le groupe de Lorentz. Ces symétries sont dites "externes" : elles découlent de la structure de l'espace-temps. On aimerait construire pour tout champ ϕ associé à une particule, le lagrangien invariant par symétrie qui décrit le mouvement libre de la particule. On sait que ce lagrangien devra dépendre de ϕ et de ses dérivées premières, on demande en outre qu'il en dépende de la façon la plus simple. Ainsi, tous les lagrangiens qui seront donnés dans la suite proviennent de la recherche de termes dépendant de ϕ et de $\partial_\mu \phi$ invariants par application des symétries du groupe de Poincaré.

On pourra en outre imposer des symétries dites "internes", et on verra qu'on aboutira ainsi à des théories de jauge.

Nous allons maintenant définir la notion de représentation d'un groupe. Prenons un exemple simple : soit un faisceau d'électrons cylindrique, dans la direction \vec{x} . Soit un électron particulier d'impulsion \vec{p} et d'énergie E . On fait tourner le faisceau d'un angle θ autour d'un axe Δ parallèle à \vec{z} , et on appelle cette transformation $R(\theta, \Delta)$. On notera G le groupe des rotations, $R(\theta, \Delta) = g_1$ est un élément de G . L'état dans lequel se situe l'électron est un vecteur, que l'on peut par exemple caractériser par un module E , et la direction de \vec{p} . Par rotation, le module d'un vecteur est inchangé : E est inchangée. Ainsi,

$$E' = R(\theta, \Delta)E = E. \quad (3.1)$$

La transformation associée à la rotation pour la grandeur E , notée $T_E(g_1)$ est l'identité. E n'a qu'une composante, on dit que c'est un singulet. L'identité forme une représentation du groupe pour la grandeur énergie. On l'appelle la représentation triviale du groupe des rotations G . Donc E engendre la représentation triviale, qui est de dimension 1.

Par contre, la direction du vecteur change par application de la rotation, et

$$\vec{p}' = R(\theta, \Delta)\vec{p}. \quad (3.2)$$

La transformation associée à la rotation pour la grandeur \vec{p} est la rotation elle-même : $T_{\vec{p}}(g_1) = g_1$. \vec{p} a trois composantes, on dit que c'est un triplet. $T_{\vec{p}}(g_1)$ forme une représentation du groupe pour la grandeur impulsion. Comme c'est un élément de G , on dit que c'est la représentation fondamentale de G . \vec{p} est un vecteur pour les rotations : c'est l'objet qui se transforme selon la représentation fondamentale, qui est de dimension 3 dans ce cas là. $T_{\vec{p}}(g_1)$ est une matrice 3×3 .

On peut généraliser tout ce qui a été dit précédemment à n'importe quel groupe. En particulier, lors d'une transformation g , à une grandeur A de dimension N sera associée la représentation $T_A(g)$, matrice $N \times N$.

On a besoin en outre de savoir comment exprimer ces matrices $T_A(g)$. Pour cela, il faut connaître l'Algèbre de Lie du groupe. Prenons l'exemple du groupe des rotations. C'est le groupe $SO(3)$: matrices

3×3 Spéciales ($\det = 1$) Orthogonales (réelles et ${}^t R = R^{-1}$). On démontre que toutes les rotations peuvent s'écrire sous la forme $R(\theta, \vec{n}) = e^{i\theta \vec{n} \cdot \vec{J}}$ avec J_i trois matrices bien définies et vérifiant la relation $[J_i, J_j] = i \epsilon_{ijk} J_k$: c'est l'algèbre de Lie de $SO(3)$. J_i sont les générateurs de $SO(3)$, et ϵ_{ijk} les constantes de structure de $SO(3)$.

Une grandeur A à N composantes se transforme en $A' = e^{i\theta \vec{n} \cdot \vec{M}} A$ s'il existe trois matrices $N \times N$ vérifiant $[M_i, M_j] = i \epsilon_{ijk} M_k$. On montre qu'en dimension 2, il s'agit des matrices de Pauli : $M_i = \frac{\sigma_i}{2}$, avec $\sigma_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}$, $\sigma_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}$ et $\sigma_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$.

Pour $SO(3)$, quelque soit N il existe une représentation. Elles sont classées selon leur spin j défini par $N = 2j + 1$. Pour des particules de spin 0, on utilisera les représentations en dimension 1 du groupe des rotations, et on parlera de "scalaires" pour les champs ϕ associés aux particules. Pour les particules de spin $\frac{1}{2}$, on utilisera les représentations de dimension 2, et on parlera de "spineurs". Pour les particules de spin 1, on utilisera les représentations de dimension 3, et on parlera de vecteurs.

De plus, la matrice J_3 est diagonalisable et a des valeurs propres allant de $-j$ à $+j$ par pas de 1.

Quelques résultats utiles pour la suite :

- Le groupe des matrices $e^{i\theta \vec{n} \cdot \frac{\sigma_i}{2}}$ constitue le groupe $SU(2)$: matrices Spéciales Unitaires (complexes avec $U^\dagger U = 1$).
- Si on ajoute 2π à l'angle de rotation, alors un objet de dimension 2 pour les rotations (un spineur) ne redevient pas lui-même : $U(2\pi, \vec{z}) = -1$. Il existe donc deux matrices (U et $-U$) de $SU(2)$ pour chaque rotation, cela revient à considérer les deux projections sur l'axe de la rotation pour le spin : $+1/2$ et $-1/2$.
- Par analogie avec $SU(2)$ on peut également trouver l'algèbre de Lie pour le groupe $SU(3)$: c'est l'ensemble $e^{i\theta_a T_a}$ avec $a = (1, \dots, 8)$, 8 matrices 3×3 vérifiant la relation $[T_a, T_b] = i f_{abc} T_c$. f_{abc} est le tenseur totalement antisymétrique à trois indices.
- De manière générale, le nombre de générateurs d'un groupe $SU(N)$ est donné par $N^2 - 1$.
- On utilisera les propriétés des groupes $SU(2)$ et $SU(3)$ pour traduire le fait que par exemple l'interaction forte semble indépendante de la saveur : on prendra donc comme "vecteur" pour $SU(2)$ le doublet $\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}$, et on notera la symétrie $SU(2)_f$ (f comme flavour (saveur)), ou le triplet $\begin{pmatrix} u \\ d \\ s \end{pmatrix}$ et la symétrie $SU(3)_f$. Dans $SU(2)_f$ on parlera d'Isospin et non plus de spin, pour traduire la différence entre u et d .

Si l'on se replace dans l'espace-temps de Minkowski muni du groupe de symétries de Poincaré, on va construire les lagrangiens invariants sous ces transformations, décrivant les particules de spin 0 ou $1/2$.

Le groupe $SO(3)$ devient $SO(3,1)$ en dimension 4, on doit rajouter les boosts de Lorentz. Les générateurs de $SO(3,1)$ sont les matrices 4×4 J_i et K_i qui permettent d'écrire toute transformation Λ de $SO(3,1)$ de la façon suivante :

$$\Lambda = e^{-\vec{\phi} \cdot \vec{K} + i \vec{\theta} \cdot \vec{J}} \quad (3.3)$$

$$J_1 = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -i \\ 0 & 0 & i & 0 \end{pmatrix} \quad J_2 = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & i \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -i & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad J_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -i & 0 \\ 0 & i & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (3.4)$$

$$K_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad K_2 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad K_3 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (3.5)$$

Cependant, pour caractériser le groupe, nous allons utiliser les générateurs suivants, munis de leur relations

de commutation, afin de se ramener à des algèbres de Lie que l'on connaît déjà :

$$N_i = \frac{1}{2}(J_i + K_i) \quad Q_i = \frac{1}{2}(J_i - K_i) \quad (3.6)$$

$$[N_i, N_j] = i\epsilon_{ijk}N_k \quad [Q_i, Q_j] = i\epsilon_{ijk}Q_k \quad [N_i, Q_j] = 0 \quad (3.7)$$

On a donc une combinaison de deux algèbres de Lie de SU(2) indépendantes Q_i et N_i . Si Q_i est de dimension $N = 2j_1 + 1$, elle agit sur des objets A_i à $(2j_1 + 1)$ composantes, et de même N_j agira sur des objets à $(2j_2 + 1)$ composantes. Une transformation $T(\Lambda)$ de SO(3,1) de dimension $(2j_1 + 1)(2j_2 + 1)$ agira sur l'ensemble des $(A_i B_j)$: on notera (j_1, j_2) cette représentation de SO(3,1).

Ainsi, une particule de spin 0 est décrite par un champ $\phi(x)$ qui doit engendrer la représentation (0,0) : c'est un scalaire de Lorentz. Le lagrangien respectant la symétrie du groupe de Lorentz est le lagrangien de Klein-Gordon :

$$L_{KG} = \frac{1}{2}(\partial_\mu \phi \partial^\mu \phi - m^2 \phi^2) \quad (3.8)$$

Pour des particules de spin 1/2 on a deux possibilités : la représentation (1/2,0) ou la représentation (0,1/2) agissant sur des objets à deux composantes. On passe de l'une à l'autre de ces représentations par action de la parité (transformation $(t, x, y, z) \rightarrow (t, -x, -y, -z)$) : on appellera ψ_L le spineur se transformant sous (1/2,0) et ψ_R le spineur se transformant sous (0,1/2).

Dans une théorie invariante par parité, on peut décrire le champ $\psi(x)$ par un bispineur de Lorentz $\begin{pmatrix} \psi_L \\ \psi_R \end{pmatrix}$. Le lagrangien pour une particule de spin 1/2 est le lagrangien de Dirac :

$$L_D = \bar{\psi}(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi \quad (3.9)$$

Dans les deux cas (spin 0 ou 1/2) le paramètre m s'interprète comme la masse de la particule. L_{KG} et L_D décrivent le mouvement de particules libres dans un espace à 4 dimensions respectant les symétries du groupe de Lorentz. La suite consiste à décrire les interactions fondamentales que l'on connaît par l'intermédiaire de la conservation d'une symétrie dite «interne», et trouver le lagrangien correspondant.

L'interaction électromagnétique et l'électrodynamique quantique

Le groupe utilisé pour décrire l'interaction électromagnétique est le groupe $U(1)$, groupe des matrices unitaires de dimension 1 : nombre. Un élément u de $U(1)$ s'écrit donc : $u = e^{i\theta}$ et vérifie $u^*u = 1$.

Le point de départ pour construire la théorie de l'électrodynamique quantique (ou QED) est le lagrangien de Dirac :

$$L_{QED} = \bar{\psi}(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi \quad (3.10)$$

On vérifie que ce lagrangien est bien invariant par la transformation $\psi(x) = e^{i\theta} \psi(x)$ avec $\theta = c^{te}$. Cette transformation est une symétrie globale (θ ne dépend pas de x) appartenant au groupe $U(1)$. On aimerait maintenant que ce lagrangien soit toujours invariant sous la symétrie locale $\psi(x) = e^{i\theta(x)} \psi(x)$. Physiquement, cela revient à dire : que faut-il ajouter au système pour qu'il reste invariant si l'on ajoute une phase dépendant de la position dans l'espace-temps à la fonction d'onde de l'électron ?

On peut vérifier que le lagrangien invariant sous cette transformation locale s'écrit :

$$L_{QED} = \bar{\psi}(i\gamma^\mu D_\mu - m)\psi \quad (3.11)$$

$$D_\mu = \partial_\mu + iqA_\mu(x)$$

D_μ s'appelle la dérivée covariante, et $A_\mu(x)$ doit être un champ se transformant sous $U(1)$ par :

$$A'_\mu(x) = A_\mu(x) - \frac{1}{q}\partial_\mu\theta(x) \quad (3.12)$$

Il est temps de faire le rapprochement avec l'électromagnétisme de Maxwell (1865) : la loi de transformation de $A_\mu(x)$ est exactement la loi de transformation du potentiel A , avec $A^0 = \phi$ le potentiel électrique, et $A^i = \vec{A}$ le potentiel vecteur associé au photon. Le terme du lagrangien contenant le champ $A_\mu(x)$ n'est pas quadratique dans le champ : il décrit une interaction. Le facteur q s'interprète comme la charge de la particule. Par contre le terme $\bar{\psi}(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi$ est quadratique : il décrit une particule libre de masse m . Pour être complet dans la description de l'interaction entre le photon et l'électron, il manque un terme associé à la propagation du photon. On peut réécrire le lagrangien sous la forme suivante :

$$L_{QED} = \bar{\psi}(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi - q\bar{\psi}\gamma^\mu \psi A_\mu - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} \quad (3.13)$$

avec $F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$

Le premier terme est associé à la propagation libre de l'électron, le deuxième terme décrit l'interaction entre le photon et l'électron, et le troisième terme décrit l'évolution du photon libre.

Si l'on continue l'identification avec l'électromagnétisme, on peut facilement montrer que les champs \vec{E} et \vec{B} sont :

$$\begin{aligned} \vec{E} &= -\partial_0 \vec{A} - \vec{\nabla} A^0 \\ \vec{B} &= \text{rot} \vec{A} = \vec{\nabla} \wedge \vec{A} \end{aligned} \quad (3.14)$$

La conclusion est la suivante : en postulant que le lagrangien doit être invariant par la symétrie locale $U(1)$ définie par

$$\begin{aligned} \psi(x) &\longrightarrow e^{i\theta(x)} \psi(x) \\ A_\mu(x) &\longrightarrow A_\mu(x) - \frac{1}{q}\partial_\mu \theta(x) \end{aligned} \quad (3.15)$$

on retrouve les lois de l'électromagnétisme décrivant la propagation d'un électron et son éventuelle interaction avec un photon.

La conservation de la symétrie se traduit par la conservation d'une grandeur physique : dans le cadre de l'interaction électromagnétique, la grandeur conservée est la charge. Si l'on veut généraliser le lagrangien de l'équation (3.15) à tout fermion de charge q , il faut remplacer l'angle $\theta(x)$ par l'opérateur $\alpha(x)Q$, avec $Q|\psi(x)\rangle = q|\psi(x)\rangle$.

L'interaction forte et la chromodynamique quantique

Afin d'expliquer le fait expérimental que l'on ne trouve pas de quarks ou de gluons à l'état libre, on fait l'hypothèse que les quarks portent un nombre quantique appelé la couleur. Un système physique ne doit pas être coloré : les quarks s'assembleront soit par deux, de façon à porter le couple couleur-anticouleur, soit par trois en portant chacun une couleur, la somme des trois couleurs étant neutre. Mais d'autre part, l'interaction forte est indépendante de la couleur : on va donc considérer pour la décrire des triplets de couleur $\begin{pmatrix} \psi_1 \\ \psi_2 \\ \psi_3 \end{pmatrix}$.

Chacun des ψ_i est un bispineur $\begin{pmatrix} \psi_L \\ \psi_R \end{pmatrix}$ vérifiant le lagrangien de Dirac, et ce lagrangien devra être invariant par application d'une transformation de $SU(3)_c$, l'indice c indiquant que la matrice de $SU(3)$ agira dans l'espace de la couleur.

On vérifie que le lagrangien de Dirac est bien invariant par la symétrie globale $SU(3)$. On veut maintenant l'invariance par la symétrie locale définie par l'ensemble $e^{i\theta_a(x)T_a}$. Ceci fait apparaître 8 champs de jauge G_μ^a se transformant par :

$$(G_\mu^a)' = G_\mu^a - \frac{1}{g}(\partial_\mu \alpha_a) - f_{abc} \alpha_b G_\mu^c \quad (3.16)$$

Le lagrangien final de la chromodynamique quantique (QCD) s'écrira :

$$L_{QCD} = \bar{\psi} (i\gamma^\mu \partial_\mu - g\gamma^\mu T_a G_\mu^a - m)\psi - \frac{1}{4} G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu} \quad (3.17)$$

$$G_{\mu\nu}^a = \partial_\nu G_\mu^a - \partial_\mu G_\nu^a - g f_{abc} G_\mu^b G_\nu^c \quad (3.18)$$

La principale différence avec la QED est que l'on peut avoir des vertex à 3 ou 4 gluons, provenant du terme $-g f_{abc} G_\mu^b G_\nu^c$.

L'interaction faible et la théorie électrofaible

On va considérer des particules de masse nulle. On verra comment on introduit la masse dans la théorie ultérieurement.

Soit donc le bispineur $\begin{pmatrix} \psi_L \\ \psi_R \end{pmatrix}$ de l'électron. Le lagrangien est le lagrangien de Dirac. On fait intervenir les opérateurs de parité P_L et P_R définis comme suit :

$$e_L = P_L \psi = \begin{pmatrix} \psi_L \\ 0 \end{pmatrix} \quad e_R = P_R \psi = \begin{pmatrix} 0 \\ \psi_R \end{pmatrix} \quad (3.19)$$

et le lagrangien pour l'électron s'écrit :

$$L_{e^-} = \bar{e}_L i\gamma^\mu \partial_\mu e_L + \bar{e}_R i\gamma^\mu \partial_\mu e_R \quad (3.20)$$

Le neutrino, spin 1/2, doit également vérifier ce lagrangien. Cependant, on sait expérimentalement que la composante droite du neutrino n'existe pas. On a violation de parité dans le système $\begin{pmatrix} \nu \\ e \end{pmatrix}$. On va donc fabriquer un doublet de spineurs gauches, et un singlet de spineur droit, et écrire le lagrangien décrivant la famille (ν, e) de la façon suivante :

$$L_{\nu, e^-} = (\bar{\nu}, \bar{e})_L i\gamma^\mu \partial_\mu \begin{pmatrix} \nu \\ e \end{pmatrix}_L + \bar{e}_R i\gamma^\mu \partial_\mu e_R \quad (3.21)$$

Pour rendre compte de l'action de l'interaction faible, on va utiliser la symétrie $SU(2)_L$ agissant sur le doublet de spineurs $\begin{pmatrix} \nu \\ e \end{pmatrix}_L$ et sur le singlet e_R . L_{ν, e^-} possède bien la symétrie globale définie par l'ensemble des matrices $\{U = e^{i\alpha_a \frac{\sigma_a}{2}}\}$. Imposer la symétrie locale fait apparaître les trois champs de jauge W_μ^a se transformant comme :

$$(W_\mu)^a = (W_\mu^a \frac{\sigma_a}{2})' = U W_\mu U^{-1} + \frac{i}{g} (\partial_\mu U) U^{-1} \quad (3.22)$$

e_R est un singlet par rapport à $SU(2)_L$, et les matrices T_a de dimension 1 qui vérifient l'algèbre de $SU(2)$ sont les matrices nulles. Donc $e_R' = e_R$. Le lagrangien qui conserve la symétrie locale de $SU(2)_L$ s'écrit :

$$L_{\nu, e^-} = (\bar{\nu}, \bar{e})_L i\gamma^\mu \partial_\mu \begin{pmatrix} \nu \\ e \end{pmatrix}_L - \frac{1}{g} (\bar{\nu}, \bar{e})_L \gamma^\mu \frac{\sigma_a}{2} W_\mu^a \begin{pmatrix} \nu \\ e \end{pmatrix}_L + \bar{e}_R i\gamma^\mu \partial_\mu e_R \quad (3.23)$$

Afin d'unifier électromagnétisme et interaction faible, on aimerait une théorie invariante par la symétrie $SU(2)_L \times U(1)_Y$. L'indice Y est mis pour l'hypercharge, et la symétrie $U(1)_Y$ s'écrira :

$$e_R \longrightarrow e^{i\alpha Y_2} e_R \quad (3.24)$$

$$\begin{pmatrix} \nu \\ e \end{pmatrix}_L \longrightarrow e^{i\alpha Y_1} \begin{pmatrix} \nu \\ e \end{pmatrix}_L \quad (3.25)$$

$$B_\mu \longrightarrow B_\mu - \frac{1}{g'} \partial_\mu \alpha \quad (3.26)$$

Nous avons donc 4 générateurs (σ_i, Y) . Une combinaison linéaire de ces générateurs doit être égale au générateur de QED : $Q = T_3 + Y$, ce qui permet de définir l'hypercharge. On est en notation opérateurs, cela signifie que :

$$Y \begin{pmatrix} \nu \\ e \end{pmatrix}_L = Y_1 \begin{pmatrix} \nu \\ e \end{pmatrix}_L, \quad Y(e_R) = Y_2 e_R \quad (3.27)$$

$$T_3 \begin{pmatrix} \nu \\ e \end{pmatrix}_L = \frac{\sigma_3}{2} \begin{pmatrix} \nu \\ e \end{pmatrix}_L = \begin{pmatrix} \frac{1}{2}\nu_L \\ \frac{1}{2}e_L \end{pmatrix}, \quad T_3(e_R) = 0 \quad (3.28)$$

$$Q \begin{pmatrix} \nu \\ e \end{pmatrix}_L = \begin{pmatrix} 0 \\ -e_L \end{pmatrix}, \quad Q(e_R) = -e_R \quad (3.29)$$

On trouve donc que $Y_2 = -1$ et $Y_1 = -\frac{1}{2}$.

Les termes qui changent la nature de la particule sont les termes faisant intervenir les matrices σ_1 et σ_2 . On notera $W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 \mp W_\mu^2)$ les particules responsables de l'interaction faible par courant chargé. Les autres termes seront responsables des interactions électromagnétique et faible par courant neutre. On notera $A_\mu = \sin\theta_w W_\mu^3 + \cos\theta_w B_\mu$, et $Z_\mu = \cos\theta_w W_\mu^3 - \sin\theta_w B_\mu$. θ_w est l'angle de mélange faible (ou angle de Weinberg), et les constantes de couplage g et g' valent respectivement $\frac{e}{\sin\theta_w}$ et $\frac{e}{\cos\theta_w}$.

Le lagrangien total contient donc des termes propres aux particules libres, en $\bar{\psi} i \gamma^\mu \partial_\mu \psi$, puis des termes d'interaction avec les photons, $\bar{\psi} e Q \gamma^\mu A_\mu \psi$ (on retrouve le fait que les photons ne se couplent pas aux particules neutres : $Q(\nu) = 0$). On trouve en outre des termes d'interaction avec les bosons W^\pm , $-\frac{g}{\sqrt{2}}(\bar{\nu}_L \gamma^\mu W_\mu^+ e_L + \bar{e}_L \gamma^\mu W_\mu^- \nu_L)$, qui ne se couplent donc pas aux particules droites, et enfin des termes d'interactions avec le Z, $\bar{\psi} e (\frac{T_3}{\sin\theta \cos\theta} - \tan\theta Q) \gamma^\mu Z_\mu \psi$, qui se couple à toutes les composantes.

Cette théorie semble bien décrire les interactions possibles, il manque cependant les termes de masses des particules. Un ajout de termes en $m \bar{\psi} \psi$ brise explicitement la symétrie $SU(2)_L \times U(1)_Y$ du lagrangien électrofaible, ce qui conduit à une théorie non-renormalisable, et donc complètement inutile. Nous allons expliquer comment le mécanisme de Higgs peut conduire à une brisure spontanée de la symétrie (BSS) et générer des masses pour les bosons et pour les fermions, tout en évitant des divergences à haute énergie.

On introduit un champ supplémentaire dans la théorie, appelé champ de Higgs, composé d'un doublet d'hypercharge $Y = 1$. Le champ peut s'écrire de la façon suivante :

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} \quad (3.30)$$

$$\phi^+ = \frac{1}{\sqrt{2}}(\phi_1 + i\phi_2) \quad (3.31)$$

$$\phi^0 = \frac{1}{\sqrt{2}}(\phi_3 + i\phi_4) \quad (3.32)$$

Ce champ vérifie le lagrangien suivant, invariant par la symétrie locale $SU(2)_L \times U(1)_Y$:

$$L_H = |(i\partial_\mu - g\vec{T} \cdot \vec{W}_\mu - g' \frac{Y}{2} B_\mu) \phi|^2 - V(\phi) \quad (3.33)$$

$$V(\phi) = \mu^2 \phi^\dagger \phi + \lambda (\phi^\dagger \phi)^2$$

La notation $||^2$ est mise pour $(\dagger)(\cdot)$.

Si $\mu^2 > 0$, on retrouve un champ standard, de valeur attendue dans le vide (VEV) atteinte pour $\phi = 0$.

Le cas qui nous intéresse est le cas $\mu^2 < 0$. Le système a alors un extremum qui n'est pas le minimum pour $\phi = 0$, mais aussi un ensemble de VEV vérifiant l'équation :

$$\phi^\dagger \phi = \frac{1}{2}(\phi_1^2 + \phi_2^2 + \phi_3^2 + \phi_4^2) = -\frac{\mu^2}{2\lambda} = v^2 \quad (3.34)$$

L'ensemble des solutions est invariant sous $SU(2) \times U(1)$. Par contre, si l'on fixe une solution particulière, alors la symétrie devient cachée : on a brisé spontanément la symétrie, en choisissant la valeur dans le vide du champ de Higgs. On prend la valeur $\phi_0 = \begin{pmatrix} 0 \\ v/\sqrt{2} \end{pmatrix}$. Le fait de garder uniquement la composante neutre du doublet permet de conserver la symétrie $U(1)_{em}$ après la brisure de symétrie, donc de s'assurer que le photon demeure sans masse.

Dans le lagrangien de l'équation (3.33), on va remplacer le champ ϕ par son développement perturbatif autour de sa position d'équilibre :

$$\phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \xi(x) \\ v + h(x) \end{pmatrix} \quad (3.35)$$

Mais comme on peut toujours écrire :

$$\phi(x) = e^{i\vec{\sigma} \cdot \frac{\theta(x)}{v}} \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v+h(x)}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \simeq \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \theta_2(x) + i\theta_1(x) = \xi(x) \\ v + h(x) - i\theta_3(x) = v + h(x) \end{pmatrix} \quad (3.36)$$

on peut absorber le champ $\xi(x)$ (qui correspond à un champ de masse nulle appelé boson de Goldstone) dans un changement de jauge adéquat. On prendra donc le développement suivant, qui ne laisse qu'un champ de Higgs scalaire supplémentaire :

$$\phi(x) = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v+h(x)}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \quad (3.37)$$

Après substitution dans le lagrangien (3.33), on trouve les termes de masse suivants, en plus des termes habituels de propagation libre des particules et d'interaction entre le champ de Higgs et les bosons de jauge (W^\pm, Z) :

$$L_H = \dots + \left(\frac{1}{2}vg\right)^2 W_\mu^+ W^{\mu-} + \frac{1}{8}v^2 (W_\mu^3, B_\mu) \begin{pmatrix} g^2 & -gg' \\ -gg' & g'^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W^{\mu 3} \\ B^\mu \end{pmatrix} \quad (3.38)$$

Le deuxième terme peut s'écrire $\frac{1}{2}M_Z^2 Z_\mu^2 + \frac{1}{2}M_A^2 A_\mu^2$. On a donc généré les masses suivantes pour les bosons W et Z :

- $M_W = \frac{1}{2}vg$
- $M_Z = \frac{1}{2}v\sqrt{g^2 + g'^2}$
- $\frac{M_W}{M_Z} = \cos\theta_w$

tandis que le photon demeure sans masse ($M_A = 0$).

La mesure des masses du W et du Z au LEP en 1983 fournit une valeur pour v à environ 246 GeV. Le modèle inclut les masses, mais ne les prédit pas.

La génération des masses pour les fermions fonctionne de la même façon :

- dans le lagrangien général, on rajoute des termes couplant les doublets et singulets de $SU(2)_L \times U(1)_Y$ au champ de Higgs. On vérifie que ces termes sont bien invariants sous une transformation locale.
- On brise la symétrie en fixant le champ de Higgs à proximité de sa position d'équilibre,
- on identifie les termes en $\frac{1}{2}m\bar{\psi}\psi$ (champs réels) ou $m\bar{\psi}\psi$ (champs complexes).

Pour les familles de leptons, et les familles de quarks, nous pouvons écrire les lagrangiens suivants :

$$L_e = -\frac{G_e}{\sqrt{2}}v(\bar{e}_L e_R + \bar{e}_R e_L) - \frac{G_e}{\sqrt{2}}(\bar{e}_L e_R + \bar{e}_R e_L)h \quad (3.39)$$

$$\text{soit } L_e = -m_e \bar{e}e - \frac{m_e}{v} \bar{e}eh \text{ en posant } m_e = \frac{G_e v}{\sqrt{2}}$$

$$L_q = -G_d^{ij}(\bar{u}_i, \bar{d}_i)_L \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} d_{jR} - G_u^{ij}(\bar{u}_i, \bar{d}_i)_L \begin{pmatrix} -\phi^0 \\ \phi^- \end{pmatrix} u_{jR} + c.h. \quad (3.40)$$

$$\text{soit } L_q = -m_d^i \bar{d}_i d_i (1 + \frac{h}{v}) - m_u^i \bar{u}_i u_i (1 + \frac{h}{v})$$

Plusieurs remarques découlent de ces lagrangiens supplémentaires :

- Comme pour les bosons de jauge, les masses ne sont pas prédites. On a introduit les paramètres G_e , G_u et G_d afin de retrouver les masses que l'on mesure.
- $v \simeq 246$ GeV, le couplage au Higgs dépend donc fortement de la masse. Le couplage aux leptons est très faible. Les canaux de découverte du Higgs sont donc plutôt ceux couplant le Higgs à des particules lourdes comme le top ou les (W^\pm , Z).
- Les neutrinos sont sans masse dans le Modèle Standard. Ils ne se couplent donc pas au Higgs. Dans un modèle avec des neutrinos massifs, les masses restent cependant très faibles et le couplage sera donc très faible également.
- Pour les quarks, les 2 composantes des doublets électrofaibles sont massives : on rajoute un deuxième champ de Higgs $\phi_c = \begin{pmatrix} -\phi^0 \\ \phi^- \end{pmatrix}$ qui prendra la valeur $\begin{pmatrix} \frac{v+h(x)}{\sqrt{2}} \\ 0 \end{pmatrix}$ après brisure de symétrie.
- en ayant fait une brisure spontanée de symétrie, la théorie reste renormalisable. Ceci a été démontré par 't Hooft en 1971 : une théorie renormalisable est nécessairement une théorie de Yang-Mills, c'est-à-dire une théorie possédant une invariance de jauge locale. Cette invariance locale assure l'annulation des divergences à tout ordre. La théorie électrofaible (ou théorie de Glashow-Salam-Weinberg) est la théorie la plus simple permettant de reproduire les résultats des expériences, introduisant des couplages étroitement liés afin de permettre un comportement correct à haute énergie.

La limite actuelle sur la masse du Higgs est $m_H > 114.4$ GeV, CL = 95% [19].

Le Modèle Standard est donc une théorie très prédictive, que l'expérience a maintes fois confortée. Cependant on ne pourrait se limiter à ce seul modèle pour expliquer toute la physique depuis nos échelles d'énergies jusqu'à l'échelle d'énergie du "Big Bang".

La partie suivante fait un point sur les insuffisances du Modèle Standard, et sur les principales théories de Grande Unification.

3.1.3 Au-delà du Modèle Standard

Les insuffisances du Modèle Standard

Le premier point faible concerne le nombre de paramètres libres. Bien que justement qualifié de "prédictif", le Modèle Standard ne permet pas d'expliquer les paramètres suivants, dont la plupart sont déterminés expérimentalement :

- 6 quarks + 3 leptons chargés \Rightarrow 9 masses, 3 angles de mélange, 1 phase de violation de CP,

- 3 couplages de jauges α_s , g et g' , et un angle de violation de CP,
- 2 paramètres dans le secteur du Higgs : (M_H, M_W) ou (λ, μ) .
- On sait également maintenant que les neutrinos sont massifs : cela rajoute 3 masses, 3 angles de mélange et une phase de violation de CP.

Supposons maintenant ces masses introduites de façon naturelle dans la théorie, comment expliquer une telle hiérarchie entre les particules ? En effet, si le neutrino électronique a une masse inférieure à 3 eV, le top a une masse de l'ordre de 178 GeV, soit un rapport de 10 ordres de grandeur.

La troisième question que l'on peut se poser concerne la gravité [20] : que se passe-t-il lorsqu'elle n'est plus négligeable devant les autres forces ?

La relativité générale permet de définir le rayon à partir duquel une particule devient localisée : $r_c = \frac{2Gm}{c^2}$, avec G la constante gravitationnelle. Ceci est en parfait désaccord avec le principe d'incertitude d'Heisenberg qui fonde la physique quantique (et donc la théorie quantique des champs et le Modèle Standard). Ce principe stipule qu'une particule ne peut être localisée à mieux que sa longueur d'onde de Compton définie par $l = \frac{\hbar}{mc}$. On a conflit lorsque $l = r_c$ c'est-à-dire pour l'énergie, appelée échelle de Planck, $E_{Pl} = \sqrt{\frac{\hbar c}{G}} \simeq 10^{19}$ GeV. La longueur représentative à cette énergie est de l'ordre de 10^{-34} m.

On peut se demander, dans un premier temps, s'il n'y aurait pas une limite de validité du Modèle Standard, appelée un "cut-off" Λ . On introduit cette limite par exemple lors du calcul des corrections radiatives à la masse du Higgs (au premier ordre) :

$$m_h^2 = m_0^2 - \frac{\lambda^2 \Lambda^2}{16\pi^2} \quad (3.41)$$

avec m_0 la masse nue du Higgs, c'est-à-dire la masse à l'échelle Λ , et m_h sa masse effective à l'échelle électrofaible (100 GeV). Avec l'échelle $\Lambda = 10^{16}$ GeV, cela revient à ajuster m_0^2/Λ^2 à 30 décimales près : c'est le problème dit de «fine-tuning» (ajustement fin), ou de naturalité, ou encore de hiérarchie. On appelle théorie naturelle une théorie dans laquelle, si l'on modifie un peu un paramètre fondamental, on ne change pas la physique à basse énergie du modèle. Dans le cas qui nous intéresse, augmenter m_0 d'un ordre de grandeur reviendrait à ajouter 99 m_0^2 à la valeur de m_h^2 : m_h ne serait plus de l'ordre de 100 GeV, mais de l'ordre de l'échelle de Planck.

Dans un deuxième temps, on peut se placer du point de vue de la relativité générale : que se passe-t-il si l'on introduit les lagrangiens du Modèle Standard comme lagrangiens de matière ? Si l'on n'impose pas de conditions de validité, ou cut-off, à ces lagrangiens de matière, on obtient des quantités d'énergie dans le vide infinies. Si par contre le cut-off est fixé à l'échelle électrofaible ou à l'échelle de Planck, on obtient respectivement des densités d'énergie de 10^9 ou 10^{72} GeV⁴, à comparer avec la valeur observée expérimentalement inférieure à 10^{-48} GeV⁴. Ceci introduirait à nouveau un fine-tuning de plus de 50 ordres de grandeur.

Enfin la dernière question que l'on peut se poser est : que se passe-t-il si l'on extrapole les couplages du Modèle Standard à haute énergie ?

Les équations du groupe de renormalisation permettent d'exprimer la variation des constantes de couplages α_s , g et g' en fonction de l'échelle d'énergie à laquelle on se place. A l'échelle électrofaible, $\alpha_s \simeq 0.1$, $g \simeq 10^{-2}$, et $g' \simeq 10^{-6}$. On remarque que vers 10^{16} GeV, les trois couplages sont du même ordre de grandeur, sans pour autant être égaux. Pourtant, une théorie du "tout" devrait pouvoir unifier à une certaine échelle d'énergie la force forte avec la théorie électrofaible.

Nous allons voir dans la partie suivante quelles sont les théories envisageables permettant de répondre

aux questions que l'on vient de soulever.

Quelques exemples de théories au-delà du Modèle Standard

Le premier pas vers l'unification est d'essayer de trouver un groupe de jauge G contenant $SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y$. C'est une condition nécessaire afin d'avoir une relation prédite par la théorie entre les 3 couplages α_s , g et g' . Georgi et Glashow ont montré que le plus petit groupe G que l'on peut construire est $SU(5)$ [17].

En posant

$$\alpha_s = \frac{g_3(Q)}{4\pi}, \quad g(Q) = g_2(Q) \quad \text{et} \quad g'(Q) = c g_1(Q),$$

à l'échelle GUT on doit avoir $g_i(Q) = g_G(Q)$, constante de couplage du groupe $SU(5)$. Q est l'échelle d'énergie, et c est un coefficient de Clebsch-Gordon de $SU(5)$.

De la loi de variation de α_s on déduit une loi pour tout couplage de $SU(N)$:

$$\frac{1}{g_N^2(\mu)} = \frac{1}{g_N^2(Q)} + 2b_N \log\left(\frac{Q}{\mu}\right) \quad (3.42)$$

$$b_N = \frac{1}{(4\pi)^2} \left(-\frac{11}{3}N + \frac{4}{3}n_g \right) \quad (3.43)$$

avec μ l'échelle d'énergie actuelle, et n_g le nombre de familles de fermions. On obtient l'unification à 10^{14} GeV si $\alpha_s = 0,1$ à l'échelle μ , et à 10^{16} si $\alpha_s = 0,2$.

Dans $SU(5)$, on peut construire une représentation fondamentale de dimension 5 et une représentation fondamentale de dimension 10 qui vont décrire les doublets de fermions gauches et les singulets droits du Modèle Standard. Par exemple pour les états gauches, on a, en décomposant sur $(SU(3)_c, SU(2)_L)$:

$$\bar{5} = (1, 2) + (\bar{3}, 1) = (\nu_e, e^-)_L + d_L^- \quad (3.44)$$

$$10 = (1, 1) + (\bar{3}, 1) + (3, 2) = e_L^+ + \bar{u}_L + (u, d)_L \quad (3.45)$$

On a en outre $N^2 - 1$, soit 24 bosons de jauge :

$$24 = (8, 1) + (1, 3) + (1, 1) + (3, 2) + (\bar{3}, 2) \quad (3.46)$$

Le premier élément représente les 8 gluons, les deuxième et troisième les bosons W^\pm , Z et le photon, et les deux derniers représentent les bosons très massifs X et Y . Ces derniers sont médiateurs de ce type d'interaction :

$$(u, d)_L \longrightarrow e_L^+ + (\bar{Y}, \bar{X}) \quad (3.47)$$

A l'échelle d'énergie de l'unification, la distinction lepton/quark ou interaction faible/forte, n'a plus de sens.

$SU(5)$ permet d'expliquer le lien entre la charge de l'électron et la charge des quarks. On obtient naturellement dans la théorie des relations du type :

$$Q_d = \frac{1}{3}Q_e \quad \text{et} \quad Q_u = -2Q_d \quad \text{d'où} \quad Q_p = -Q_e \quad (3.48)$$

On teste l'existence des bosons X et Y par la mesure du temps de vie du proton, avec un diagramme du type figure 3.2, le temps de vie du proton étant proportionnel à M_X^4/m_p^5 . Des mesures actuelles sur le temps de vie du proton, on exclut tout boson lourd X et Y . Le Modèle $SU(5)$ n'est donc pas viable, dans sa formulation minimale.

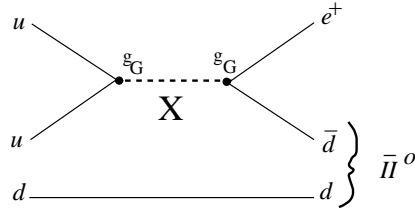


FIG. 3.2 – Désintégration du proton dans $SU(5)$.

Cette solution la plus simple qui consiste à unifier l'interaction forte avec la théorie électrofaible ne permet cependant pas de résoudre le principal problème du Modèle Standard : **l'introduction du champ de Higgs comme champ scalaire fondamental introduit des divergences quadratiques dans le calcul des corrections radiatives à sa masse.**

On peut citer trois solutions possibles :

- la première concerne l'annulation terme à terme des divergences, ce que permet par exemple la supersymétrie, théorie qui sera détaillée dans le §3.2 ;
- la deuxième consiste à enlever son caractère de champ fondamental au Higgs, en le considérant comme une particule composite : c'est ce que permettra par exemple la technicouleur [22] que nous ne détaillerons pas ici ;
- la troisième consiste à ramener l'échelle de Planck à une valeur plus proche de l'échelle électrofaible, afin de limiter l'effet des corrections radiatives : c'est ce que permettra l'ajout de dimensions supplémentaires, théorie que nous allons détailler dans la suite.

La deuxième grande idée d'unification concerne donc les dimensions supplémentaires [21]. Introduites dans les années 20 par Kaluza et Klein, elles proposent une unification de l'électromagnétisme et de la gravité, en supposant que le photon provient d'une cinquième composante (g_{45}) d'un tenseur métrique à 5 dimensions. Il faut cependant concilier ce modèle avec le modèle à basse énergie : on suppose que les dimensions supplémentaires sont compactifiées. En écrivant l'action de Einstein-Hilbert à $4 + n$ dimensions, et en exprimant la géométrie de l'espace comme un espace plat à 4 dimensions avec les n dimensions supplémentaires compactifiées dans un volume $V(n)$, on obtient une relation entre les couplages à basse énergie et le couplage à l'échelle GUT : $\frac{1}{g_{eff}^2} = \frac{V(n)}{g_*^2}$. Si tous les champs se propagent dans toutes les dimensions, on ne pourra jamais observer les dimensions supplémentaires : le rayon caractéristique r de l'espace compactifié sera inversement proportionnel à la masse de Planck ...

Dans les années 90, la notion de «brane» est introduite : et si certains champs du modèle n'étaient localisés que dans les dimensions supplémentaires ? La gravité n'a pu être testée expérimentalement que jusqu'à une distance de l'ordre de 0,1 mm. On peut donc mettre une limite supérieure sur le rayon des dimensions supplémentaires à $r \leq 0,1$ mm. Les collisionneurs actuels posent une limite sur l'échelle d'unification, $M_* \geq 1$ TeV. Ce qui conduit à $r \simeq 2 \times 10^{-17} \times 10^{32/n}$ cm. Si $n = 1$, on obtient une distance caractéristique absurde : plus grande que l'Unité Astronomique. Si $n = 2$, $r \simeq 2$ mm, et si $n > 2$, $r < 10^{-5}$ mm. Avec une brane de dimension 3, on arrive à construire une théorie décrivant les interactions des gravitons avec les fermions et les bosons standard. Dans ce modèle, le temps de vie d'un mode de graviton est très long, $\Gamma \simeq 1/M_{Pl}^2$. En production directe, un évènement typique dans un détecteur sera un jet directement opposé à de l'énergie manquante.

Le tableau 3.1 présente un résumé des différentes théories actuelles de grande unification, ainsi que leurs points forts, et leur statut expérimental [23].

La section suivante développe en détail la théorie étudiée au cours de cette thèse : la supersymétrie.

scénario, symétries	intérêt par rapport au Modèle Standard	prédictions	statut expérimental
Axions $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$	violation de CP	axion = particule (pseudo-scalaire) légère se couplant à tous les fermions	exclusion d'axions légers
Majorons : $SU(3)_C \times SU(2)_L$ $\times U(1)_Y \times U(1)_{B-L}$	neutrino de Majorana de masse faible	double désintégration β sans émission de ν mesure de la largeur du Z	
Familons (f) : $SU(3)_C \times SU(2)_L$ $\times U(1)_Y \times$ symétrie entre familles	mélange des quarks	$K \rightarrow \pi + f$ $\mu \rightarrow e + f$	
Symétrie gauche-droite	origine de la parité, et de la violation de CP mélange des quarks, m_ν faibles	nouveaux bosons de jauge $W_R^\pm Z$ $\simeq 100 \text{ GeV} - 1 \text{ TeV}$ double désintégration β sans émission de ν ν_R de Majorana lourd, etc...	
Modèles supersymétriques $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y \times \text{SUSY}$	divergences de la masse du Higgs gravité incluse	partenaires fermioniques des bosons de jauge héritant de leurs interactions, gravitino	
Technicouleur $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ $\times G_{\text{hypercouleur}}$	divergences de la masse du Higgs	Bosons de Higgs neutre et chargés de faible masse ($m < M_W$)	
$SU(5), SO(10), E_6$	unification des couplages de jauge	désintégration du proton oscillation neutron-antineutron	$SU(5)$ exclu par le temps de vie du proton et $\sin\theta_W$
Dimensions supplémentaires	unification des principes de jauge et d'équivalence		
Supercordes	unification des 4 forces, explication des générations de fermions	propriétés des bosons de Higgs	problèmes théoriques de vide non-unique

TAB. 3.1 – *Les différents scénarios de théories au-delà du Modèle Standard [23].*

3.2 La Supersymétrie

Cette partie se base essentiellement sur la référence [24].

Cette théorie a été développée entre autres pour des raisons purement esthétiques. Cependant, un argument de poids en sa faveur est sa capacité à fournir une solution au problème de naturalité du Modèle Standard.

Les corrections radiatives à la masse du Higgs s'écrivent de la façon suivante, pour les contributions fermioniques et pour les contributions bosoniques :

$$\Delta m_H^2 = \frac{|\lambda_f|^2}{16\pi^2} [-2\Lambda_{UV}^2 + 6m_f^2 \ln(\frac{\Lambda_{UV}}{m_f}) + \dots] \quad (3.49)$$

$$\Delta m_H^2 = \frac{|\lambda_S|^2}{16\pi^2} [\Lambda_{UV}^2 - 2m_S^2 \ln(\frac{\Lambda_{UV}}{m_S}) + \dots] \quad (3.50)$$

Λ_{UV} est l'échelle d'énergie à partir de laquelle la théorie cesse d'être valable («cut-off»).

Si l'on introduit une symétrie entre bosons et fermions, on peut annuler les divergences quadratiques. Si chaque fermion du Modèle Standard est associé à deux champs scalaires complexes vérifiant chacun $\lambda_S = |\lambda_f|^2$, on compense explicitement les termes en Λ_{UV}^2 .

Nous allons dans la suite définir l'algèbre de la Supersymétrie (SUSY), puis écrire les principales étapes nécessaires à l'obtention d'un lagrangien supersymétrique dans le cas général. Nous détaillerons ensuite plus spécifiquement le lagrangien du MSSM, l'extension minimale supersymétrique du Modèle Standard, et enfin nous définirons la notion de R-parité. Le chapitre suivant fera l'objet de l'étude des spectres en masses et des canaux de désintégration des particules supersymétriques.

3.2.1 Le formalisme

On définit une transformation supersymétrique à l'aide d'un opérateur Q . Pour transformer un état bosonique en un état fermionique et vice-versa, Q est nécessairement un spineur anticommutatif. Spineur, pour permettre à un spin entier de devenir demi-entier, et à un spin demi-entier de devenir entier. Anticommutatif, afin de respecter une version du théorème de Coleman-Mandula¹ [25] dans laquelle on autorise les relations d'anticommutation entre les générateurs du groupe de symétrie.

Q est un objet complexe par définition, donc Q^\dagger (conjugué hermitien de Q) doit aussi être un générateur du groupe de supersymétrie. Q et Q^\dagger sont donc des opérateurs fermioniques, ils se transforment comme des spineurs de Lorentz : la supersymétrie doit être une symétrie d'espace-temps (et non une symétrie interne, dont les générateurs se transforment comme des scalaires). R. Haag, J. Lopuszanski et M. Sohnius [26] proposent en 1975 une extension au théorème de Coleman-Mandula, en démontrant que seules les symétries d'espace-temps vérifiant l'algèbre des équations (3.51) peuvent s'intégrer dans une théorie réaliste comportant des interactions.

$$\begin{aligned} \{Q_\alpha, Q_\alpha^\dagger\} &= 2\sigma_{\alpha\dot{\alpha}}^\mu P_\mu \\ \{Q, Q\} &= \{Q^\dagger, Q^\dagger\} = 0 \\ [p^\mu, Q] &= [p^\mu, Q^\dagger] = 0 \end{aligned} \quad (3.51)$$

P^μ est le générateur des translations d'espace-temps. Ainsi, la supersymétrie apparaît comme la seule extension possible des symétries d'espace-temps connues à ce jour.

¹Le théorème de Coleman-Mandula (1967) stipule que l'on ne peut unifier la gravitation et les symétries de jauge dans le cadre de la théorie des groupes dans une algèbre de Lie.

Les représentations irréductibles de l'algèbre de supersymétrie sont appelées des supermultiplets. Si A et B sont membres du même supermultiplet (ils sont appelés superpartenaires), alors :

- si A est un boson, B est un fermion.
- $B \propto (aQ + bQ^\dagger)A$, avec a et b deux réels. Comme Q et Q^\dagger commutent avec l'opérateur $-P^2$ (de valeur propre la masse au carré) et avec tous les générateurs des transformations de jauge, A et B ont la même masse, la même charge électrique, le même isospin faible et le même nombre de couleur.
- chaque supermultiplet doit contenir les mêmes nombres de degrés de liberté fermionique et bosonique : $n_f = n_b$. Un fermion de spin 1/2 (avec deux états d'hélicité, $n_f = 2$) aura nécessairement un superpartenaire à deux degrés de liberté bosonique : soit deux scalaires réels (spin 0, $n_b = 1$) s'il est massif, soit un vecteur, boson de spin 1 (deux états d'hélicité, $n_b = 2$) s'il est sans masse.

A l'aide des particules du Modèle Standard, on peut construire deux sortes de supermultiplets :

- les supermultiplets chiraux, ou de matière, ou encore scalaires, contenant deux champs scalaires réels (ou un champ scalaire complexe) et un fermion de Weyl (spineur de Lorentz). Chaque fermion du Modèle Standard aura donc un superpartenaire scalaire appelé sfermion (sleptons et squarks). Les bosons de Higgs auront des superpartenaires fermioniques appelés higgsinos.
- les supermultiplets de jauge, ou vectoriels, contenant un vecteur de Lorentz de spin 1 et un fermion de Weyl de spin 1/2. Chaque boson de jauge aura un superpartenaire fermionique portant le suffixe -ino (gluinos, winos, bino) ou plus généralement appelé jaugino. Comme les bosons de jauge se transforment selon la représentation adjointe du groupe de jauge, confondue avec son propre conjugué, les composantes droite et gauche des jauginos doivent avoir les mêmes lois de transformations.

Le tableau 3.2 résume l'ensemble des particules de ce que l'on appellera par la suite le Modèle Standard Supersymétrique Minimal (MSSM).

Noms des particules	spin 0	spin 1/2	spin 1	(SU(3) _c , SU(2) _L , U(1) _Y)
Supermultiplets chiraux				
squarks, quarks (× 3 familles)	Q	$(\tilde{u}_L \ \tilde{d}_L)$	$(u_L \ d_L)$	$(3, 2, \frac{1}{6})$
	\bar{u}	\tilde{u}_R^*	u_R^\dagger	$(\bar{3}, 1, -\frac{2}{3})$
	\bar{d}	\tilde{d}_R^*	d_R^\dagger	$(\bar{3}, 1, \frac{1}{3})$
sleptons, leptons (× 3 familles)	L	$(\tilde{\nu}_L \ \tilde{e}_L)$	$(\nu_L \ e_L)$	$(1, 2, \frac{-1}{2})$
	\bar{e}	\tilde{e}_R^*	e_R^\dagger	$(1, 1, 1)$
Higgs, higgsinos	H_u	$(H_u^+ \ H_u^0)$	$(\tilde{H}_u^+ \ \tilde{H}_u^0)$	$(1, 2, \frac{1}{2})$
	H_d	$(H_d^0 \ H_d^-)$	$(\tilde{H}_d^0 \ \tilde{H}_d^-)$	$(1, 2, \frac{-1}{2})$
Supermultiplets de jauge				
gluino, gluon		\tilde{g}	g	(8, 1, 0)
winos, bosons W		$\tilde{W}^\pm \ \tilde{W}^0$	$W^\pm \ W^0$	(1, 3, 0)
bino, boson B		\tilde{B}^0	B^0	(1, 1, 0)

TAB. 3.2 – Supermultiplets chiraux et vectoriels du MSSM. La notation \bar{e} fait partie du nom et ne signifie pas une conjugaison. Les supermultiplets chiraux sont ici définis en terme de spineurs de Weyl gauches, d'où la présence du conjugué hermitien pour les fermions droits, ou du conjugué pour leurs superpartenaires.

Il convient ici d'aborder le secteur du Higgs dans le MSSM, afin de comprendre la présence de deux

doublets de Higgs.

On s'aperçoit que si l'on postule l'existence d'un seul doublet de Higgs, le higgsino qui l'accompagne va induire une anomalie triangulaire dans la symétrie de jauge électrofaible (couplage triangulaire des bosons de jauge avec n'importe quel fermion), ce qui brise la renormalisabilité de la théorie. La condition pour annuler ces anomalies s'écrit :

$$Tr [Y^3] = Tr [T_3^2 Y] = 0 \quad (3.52)$$

les traces étant calculées sur tous les degrés de liberté associés aux fermions gauches. Dans le Modèle Standard, cette relation est vérifiée naturellement. En supersymétrie, seule la présence d'une paire de fermions d'hypercharges $+\frac{1}{2}$ et $-\frac{1}{2}$ conservera l'équation (3.52). On verra en outre que deux doublets de Higgs sont nécessaires afin de donner leurs masses aux quarks de type up et aux quarks de type down, d'où les noms H_u et H_d .

Quelques remarques :

- on aurait pu imaginer de lier des particules du Modèle Standard dans un même supermultiplet : par exemple Higgs et neutrinos. Cependant cela induit, outre des problèmes d'anomalies triangulaires, des difficultés phénoménologiques.
- Aucune des particules supplémentaires n'a été découverte à ce jour. Ceci impose une brisure de la supersymétrie afin de leur donner des masses différentes de celles des particules connues. Cette brisure devra être de nature douce, afin de conserver la naturalité de la théorie : il faudra garder la relation entre les couplages des fermions et des bosons aux Higgs (équation 3.49). La partie du lagrangien brisant la supersymétrie ne devra contenir que des termes de masse et des couplages de dimension en masse strictement positive². On peut montrer en outre que la masse de la particule la plus légère, notée m_{soft} , est inférieure au TeV.
- Y-a-t-il alors une bonne raison pour que les superpartenaires soient plus lourds que les particules du Modèle Standard ? Concernant les sfermions et les Higgs, ce sont des scalaires donc les termes de masses en $m^2 |\phi|^2$ sont autorisés sans brisure de symétrie. Juginos et higgsinos sont des fermions dans la représentation fondamentale du groupe de jauge. Ainsi les particules mises à jour expérimentalement sont les seules à acquérir leur masse grâce à la brisure de symétrie électrofaible (EWSB) et sont donc censées être les plus légères. La seule exception est la présence d'un boson de Higgs neutre de masse inférieure à 150 GeV.
- les nouvelles particules écrites telles que dans le tableau 3.2 ne sont pas nécessairement les états propres de masse de la théorie. Ceci a des conséquences importantes pour la phénoménologie, et dépend directement de la méthode choisie pour briser la supersymétrie (différenciation des masses à l'intérieur d'un supermultiplet, mais aussi ajout d'angles de mélange et de phases de violation de CP).

Le lagrangien supersymétrique pour les supermultiplets chiraux

Nous allons dans un premier temps considérer une transformation supersymétrique infinitésimale sur un supermultiplet chiral simple (sans interaction). C'est le modèle de Wess-Zumino.

On note ϕ le champ associé aux sfermions et ψ le champ associé aux fermions. Le lagrangien le plus

²Si les couplages sont de dimension nulle en masse, ils entreront dans la relation $\lambda_S = |\lambda_f|^2$ qui ne sera donc plus vérifiée. S'ils sont de dimension négative en masse, la théorie n'est plus renormalisable.

simple s'écrit :

$$L_{WZ} = L_{scalaire} + L_{fermion} = -\partial^\mu \phi^* \partial_\mu \phi - i\psi^\dagger \bar{\sigma}^\mu \partial_\mu \psi \quad (3.53)$$

On applique une transformation supersymétrique infinitésimale ϵ sur L_{WZ} , avec comme seule hypothèse la loi de transformation des scalaires $\phi' = \epsilon\psi$. En remplaçant ϕ par ϕ' dans l'équation (3.53), l'invariance du Lagrangien total L_{WZ} impose de trouver une loi de transformation de ψ linéaire en ϵ et en $\partial_\mu \phi$. D'autre part, on veut également que l'algèbre de supersymétrie soit fermée (le commutateur de deux transformations supersymétriques infinitésimales est également une transformation d'espace-temps). On montre que cette algèbre se ferme d'elle-même lorsque les fermions sont sur leur couche de masse (c'est-à-dire lorsqu'ils vérifient l'équation d'Euler-Lagrange $\bar{\sigma}^\mu \partial_\mu \psi = 0$).

Hors couche de masse, on doit introduire un nouveau champ scalaire complexe F , appelé champ auxiliaire, de dimension 2 en masse. Le lagrangien associé à ce champ ne contient pas de termes cinétiques, le champ ne doit pas se propager :

$$L_{aux} = F^* F \quad (3.54)$$

La loi de transformation de F est choisie de façon à annuler les termes fermioniques qui ne s'annulent plus hors couche de masse. L'algèbre de supersymétrie est ainsi rendue fermée également hors couche de masse (moyennant un ajout dans la loi de transformation de ψ afin de conserver le lagrangien total $L_{WZ} + L_{aux}$).

Remarque : la présence de ce champ auxiliaire F n'est pas fortuite. Hors couche de masse, le champ scalaire ϕ a deux degrés de liberté pour sa propagation, équivalents aux deux états d'hélicité du spineur ψ . ψ a quant à lui 4 degrés de liberté pour sa propagation, dont deux disparaissent quand il va sur sa couche de masse. F permet d'équilibrer les degrés de liberté fermionique et bosonique aussi bien hors que sur couche de masse (il ne se propage pas, l'équation d'Euler pour F est $F = F^* = 0$).

Le courant conservé associé à une transformation supersymétrique est appelé le supercourant J_α^μ . L'indice α agit sur les champs ϕ ou ψ ($\alpha = 1, 2$). Le supercourant et son conjugué hermitien sont séparément conservés. On peut en extraire les charges conservées :

$$Q_\alpha = \sqrt{2} \int d^3x J_\alpha^0 \quad Q_\alpha^\dagger = \sqrt{2} \int d^3x J_\alpha^{\dagger 0} \quad (3.55)$$

Ce sont les générateurs des transformations supersymétriques. On peut ensuite retrouver l'algèbre précitée, équation (3.51).

On peut maintenant introduire les termes d'interaction, dans un premier temps hors interaction de jauge. Des critères de renormalisabilité (chaque terme du lagrangien doit être de dimension ≤ 4 en masse) et de simplicité permettent d'écrire le lagrangien d'interaction le plus général qui conserve la supersymétrie :

$$L_{int} = -\frac{1}{2} W^{ij} \psi_i \psi_j + W^i F_i + c.c. \quad (3.56)$$

c.c. signifie complexe conjugué. W^{ij} et W^i sont définis à partir du superpotentiel W :

$$W = \frac{1}{2} M^{ij} \phi_i \phi_j + \frac{1}{6} y^{ijk} \phi_i \phi_j \phi_k \quad (3.57)$$

$$W^i = \frac{\delta W}{\delta \phi_i} \quad W^{ij} = \frac{\delta^2 W}{\delta \phi_i \delta \phi_j} \quad (3.58)$$

(M^{ij}) est la matrice des masses de fermions, elle est symétrique. y^{ijk} est le couplage de Yukawa d'un scalaire ϕ_k avec deux fermions $\psi_i \psi_j$, il doit être totalement symétrique.

Les équations du mouvement pour les champs auxiliaires ($F_i = -W_i^*$ et $F^{*i} = -W^i$) permettent d'écrire les champs F comme une fonction des champs scalaires, et donc de les faire disparaître.

Remarque : W est nécessairement une fonction analytique des champs ϕ . En effet, le lagrangien L_{int} (équation(3.56)) ne doit pas contenir de terme de dimension en masse supérieure à 4. W^{ij} est donc nécessairement une fonction linéaire des champs ϕ_i et ϕ^{*i} , et W^i une fonction au plus quadratique. De plus, si l'on écrit l'invariance de L_{int} par une transformation supersymétrique, le terme dépendant de ϕ^{*i} ne peut pas s'annuler : on impose donc que W^{ij} soit une fonction de ϕ_i uniquement.

En résumé : **une transformation supersymétrique est paramétrée par les équations (3.59) pour les champs d'un supermultiplet chiral** (l'indice α agit sur les champs Ψ ou ϕ) :

$$\begin{aligned} \delta\phi_i &= \epsilon\psi_i & \delta\phi^{*i} &= \epsilon^\dagger\psi^{\dagger i} \\ \delta(\psi_i)_\alpha &= i(\sigma^\mu\epsilon^\dagger)_\alpha\partial_\mu\phi_i + \epsilon_\alpha F_i & \delta(\psi^{\dagger i})_{\dot{\alpha}} &= -i(\epsilon\sigma^\mu)_{\dot{\alpha}}\partial_\mu\phi^{*i} + \epsilon_{\dot{\alpha}}^\dagger F^{*i} \\ \delta F_i &= i\epsilon^\dagger\bar{\sigma}^\mu\partial_\mu\psi_i & \delta F^{*i} &= -i\partial_\mu\psi^{\dagger i}\bar{\sigma}^\mu\epsilon \end{aligned} \quad (3.59)$$

La densité lagrangienne totale pour un supermultiplet chiral sans interaction de jauge s'écrit (l'indice i agit sur tous les degrés de liberté de jauge et de saveur) :

$$\begin{aligned} L_{chiral} = & \quad (i) \quad -\partial^\mu\phi^{*i}\partial_\mu\phi_i - i\psi^{\dagger i}\bar{\sigma}^\mu\partial_\mu\psi_i \\ & (ii) \quad -\frac{1}{2}M^{ij}\psi_i\psi_j - \frac{1}{2}M_{ij}^*\psi^{\dagger i}\psi^{\dagger j} \\ & (iii) \quad -M_{ik}^*M^{kj}\phi^{*i}\phi_j \\ & (iv) \quad -\frac{1}{2}M^{in}y_{jkn}^*\phi_i\phi^{*j}\phi^{*k} - \frac{1}{2}M_{in}^*y^{jkn}\phi^{*i}\phi_j\phi_k \\ & (v) \quad -\frac{1}{4}y^{ijn}y_{kl n}^*\phi_i\phi_j\phi^{*k}\phi^{*l} \\ & (vi) \quad -\frac{1}{2}y^{ijk}\phi_i\psi_j\psi_k - \frac{1}{2}y_{ijk}^*\phi^{*i}\psi^{\dagger j}\psi^{\dagger k} \end{aligned} \quad (3.60)$$

Le terme (i) correspond aux «futurs» termes d'interaction, lorsque l'on remplace les dérivées standard par des dérivées covariantes, figures 3.3 à 3.5. Les termes (ii), (iii) et (iv) sont représentés sur les figures 3.6 à 3.8, et correspondent à des couplages dimensionnés. Les termes restant, (v) et (vi), ont des couplages sans dimensions, et sont représentés figures 3.9 et 3.10.

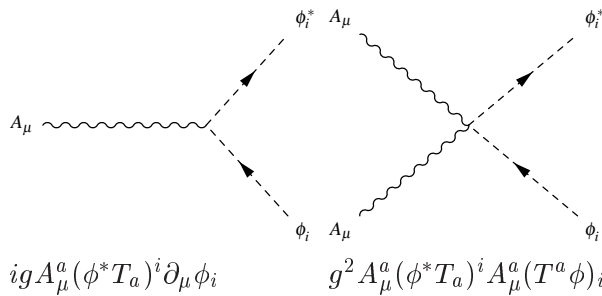


FIG. 3.3 – Terme (i)

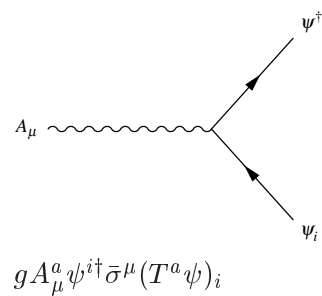


FIG. 3.4 – Terme (i)

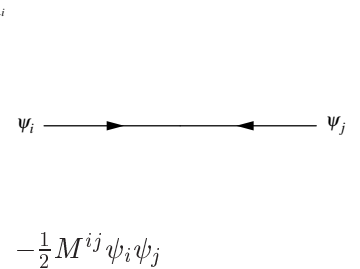
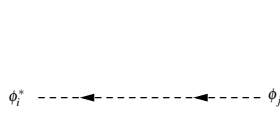


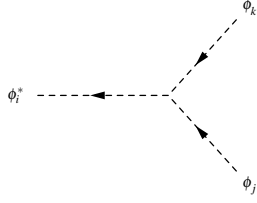
FIG. 3.5 – Terme (i)

FIG. 3.6 – Terme (ii)



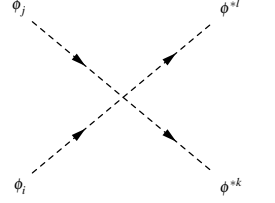
$$-M_{ik}^* M^{kj} \phi^{*i} \phi_j$$

FIG. 3.7 – Terme (iii)



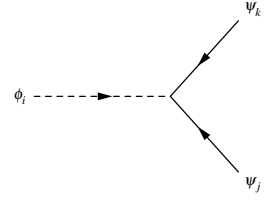
$$-\frac{1}{2} M_{in}^* y^{jkn} \phi^{*i} \phi_j \phi_k$$

FIG. 3.8 – Terme (iv)



$$-\frac{1}{4} y^{ijn} y_{kln}^* \phi_i \phi_j \phi^{*k} \phi^{*l}$$

FIG. 3.9 – Terme (v)



$$-\frac{1}{2} y^{ijk} \phi_i \psi_j \psi_k$$

FIG. 3.10 – Terme (vi)

En écrivant les équations d'Euler-Lagrange, on retrouve le fait que chaque supermultiplet chiral contient un fermion de Weyl et un scalaire complexe dégénérés en masse.

Le lagrangien supersymétrique pour les supermultiplets de jauge

On notera A_μ^a le champ correspondant au boson de jauge (sans masse), et λ^a son superpartenaire fermionique. L'indice a agit sur la représentation adjointe du groupe de jauge considéré ($a = 1 \dots 8$ pour $SU(3)_c$, $a = 1, 2, 3$ pour $SU(2)_L$ et $a = 1$ pour $U(1)_Y$).

Les transformations de jauge pour chaque composante du supermultiplet vectoriel sont paramétrées par Λ^a suivant l'équation (3.61) :

$$\delta_{gauge} A_\mu^a = -\partial_\mu \Lambda^a + g f^{abc} A_{\mu b} \Lambda_c \quad \delta_{gauge} \lambda^a = g f^{abc} \lambda_b \Lambda_c \quad (3.61)$$

avec g le couplage de jauge, et f^{abc} la constante de structure du groupe de jauge ($= 0$ dans le cas des groupes abéliens).

Pour les mêmes raisons d'égalité entre les degrés de liberté fermionique et bosonique hors couche de masse, on a besoin d'introduire un champ scalaire réel appelé D^a . Il se transforme comme λ (équation (3.61)), est de dimension 2 en masse et donc n'a pas de terme cinétique. Il jouera le même rôle que le champ auxiliaire F pour les supermultiplets chiraux.

En bref : une transformation supersymétrique est paramétrée par les équations (3.62) pour les champs d'un supermultiplet vectoriel :

$$\begin{aligned} \delta A_\mu^a &= -\frac{1}{\sqrt{2}} \left[\epsilon^\dagger \bar{\sigma}_\mu \lambda^a + \lambda^{\dagger a} \bar{\sigma}_\mu \epsilon \right] \\ \delta \lambda_\alpha^a &= -\frac{i}{2\sqrt{2}} (\sigma_\mu \bar{\sigma}_\nu \epsilon)_\alpha F_{\mu\nu}^a + \frac{1}{\sqrt{2}} \epsilon_\alpha D^a \\ \delta D^a &= \frac{i}{\sqrt{2}} \left[\epsilon^\dagger \bar{\sigma}_\mu D_\mu \lambda^a - D_\mu \lambda^{\dagger a} \bar{\sigma}^\mu \epsilon \right] \end{aligned} \quad (3.62)$$

La densité lagrangienne totale pour un supermultiplet vectoriel s'écrit :

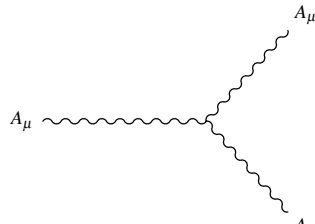
$$L_{gauge} = \quad (3.63)$$

$$\begin{aligned} (vii) & -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}^a F^{\mu\nu a} \\ (viii) & -i\lambda^{\dagger a} \bar{\sigma}_\mu D_\mu \lambda^a \\ (ix) & +\frac{1}{2}D^a D^a \end{aligned}$$

$$F_{\mu\nu}^a = \partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a - gf^{abc}A_\mu^b A_\nu^c \quad (3.64)$$

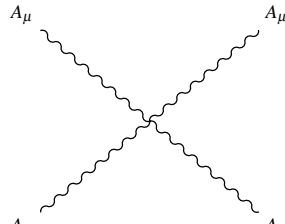
$$D_\mu \lambda^a = \partial_\mu \lambda^a - gf^{abc}A_\mu^b \lambda^c \quad (3.65)$$

Le terme (vii) induit deux diagrammes de Feynman représentés sur les figures 3.11 et 3.12. Le terme (viii) est représenté sur la figure 3.13. Le terme (ix) sera identique au terme (xi) (cf. équation (3.66)), une fois les équations du mouvement appliquées pour le champ auxiliaire D^a , et il est représenté figure 3.15.



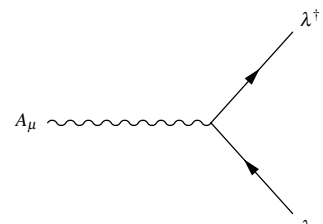
$$\frac{1}{4}g\partial_\mu A_\nu^a f_{abc}A_b^\mu A_c^\nu$$

FIG. 3.11 – Terme (vii)



$$g^2 f_{abc} f^{abc} A_\mu^b A_\nu^c A_b^\mu A_c^\nu$$

FIG. 3.12 – Terme (vii)



$$igf_{abc}\lambda^{\dagger a}\bar{\sigma}_\mu A_\mu^b \lambda^c$$

FIG. 3.13 – Terme (viii)

La dernière étape consiste à demander un modèle supersymétrique contenant à la fois des supermultiplets chiraux et vectoriels.

Le lagrangien supersymétrique total

La procédure la plus simple pour avoir un lagrangien décrivant un supermultiplet chiral invariant de jauge consiste à transformer les dérivées ordinaires ∂_μ de $L_{WZ} + L_{aux}$ (équations (3.53) et (3.54)) en dérivées covariantes $\partial_\mu + igA_\mu^a T^a$ (T^a sont les paramètres de la transformation dans une représentation donnée).

Cependant, d'autres termes invariants de jauge sont à considérer, et il faut également remplacer les dérivées par des dérivées covariantes dans les lois de transformations supersymétriques (équations 3.59).

En utilisant le lagrangien L_{gauge} (équation (3.63)), et le lagrangien L_{chiral} (équation (3.60)) modifié avec les dérivées covariantes, la densité lagrangienne totale d'une théorie supersymétrique renormalisable s'écrit :

$$\begin{aligned} L_{SUSY} &= L_{gauge} + (L_{chiral})_{cov} \\ (x) & -\sqrt{2}g \left[(\phi^* T^a \psi) \lambda^a + \lambda^{\dagger a} (\psi^\dagger T^a \phi) \right] \\ (xi) & +g(\phi^* T^a \phi) D^a \end{aligned} \quad (3.66)$$

Le troisième terme «supersymétrise» l'interaction «boson de jauge - champ de matière» en interaction «jau-gino - champ de matière». Le dernier terme se combine avec le terme en $\frac{1}{2}D^a D^a$ de L_{gauge} pour donner

l'équation du mouvement $D^a = -g(\phi^* T^a \phi)$. Les champs auxiliaires F et D sont donc des fonctions des champs (ϕ, ϕ^*) .

Le diagramme correspondant au terme (x) est représenté figure 3.14. Celui pour le terme (xi), une fois l'équation du mouvement appliquée pour D^a , est représenté figure 3.15.

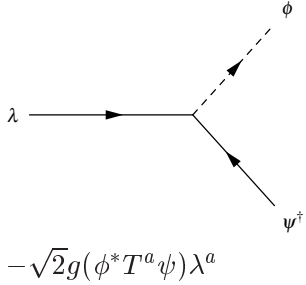


FIG. 3.14 – Terme (x)

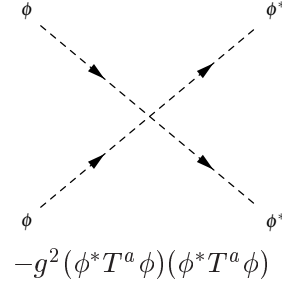


FIG. 3.15 – Termes (ix) et (xi)

Dans une théorie supersymétrique englobant le Modèle Standard, les matrices de masse et les couplages de Yukawa vont être contraints afin de reproduire la phénoménologie du Modèle Standard.

Une dernière remarque pour conclure cette partie concerne le superpotentiel : c'est lui qui permet de déterminer toutes les masses et tous les couplages du modèle. Il fixe les matrices M^j et les couplages y_{ijk} .

3.2.2 Brisures de supersymétrie

Si la supersymétrie n'était pas brisée, les superpartenaires seraient dégénérés en masse, et jauginos et scalaires auraient été découverts depuis longtemps. Cependant, une brisure de symétrie quelconque nuirait à la principale attraction de cette théorie, à savoir sa faculté à annuler les divergences quadratiques à la masse du Higgs. Nous allons donc considérer seulement des brisures dites «douces», en ajoutant des termes de dimension en masse strictement positive dans le lagrangien du MSSM.

D'un point de vue théorique, la supersymétrie devrait être spontanément brisée : le lagrangien est invariant par une transformation supersymétrique jusqu'à ce qu'un (ou plusieurs) champ scalaire du modèle obtienne une VEV. Nous verrons plus loin quels scénarios sont proposés pour expliquer une brisure spontanée de symétrie.

D'un point de vue pratique, nous allons voir quel genre de termes brisant explicitement la supersymétrie peuvent être ajoutés dans le lagrangien sans nuire à la renormalisabilité de la théorie, et sans retomber sur des problèmes de divergences quadratiques. On montre que les seuls termes possibles sont :

$$L_{SOFT} = -\frac{1}{2}(M_\lambda \lambda^a \lambda^a + c.c.) - (m^2)_j^i \phi^{*j} \phi_i - \left(\frac{1}{2}b^{ij} \phi_i \phi_j + \frac{1}{6}a^{ijk} \phi_i \phi_j \phi_k + c.c.\right) \quad (3.67)$$

Remarques :

- un terme en $-\frac{1}{2}c_i^{jk} \phi^{*i} \phi_j \phi_k + c.c.$ pourrait être inclus dans le MSSM. Cependant, il est souvent négligé, entre autre parce qu'il introduit des difficultés dans la construction d'un modèle de brisure spontanée de symétrie.
- La brisure est bien explicite : L_{SOFT} ne contient que les scalaires et les jauginos, et pas leurs superpartenaires.
- On voulait donner de la masse aux scalaires et aux jauginos : le but est atteint. Le terme en $(m^2)_j^i$ est invariant de jauge si ϕ^{*j} et ϕ_i se transforment dans des représentations conjuguées l'une de l'autre. Le cas $i = j$ donne leur masse à tous les scalaires. Les termes en M_λ sont toujours invariants de jauge : M_λ est la matrice de masse des jauginos.

Les mécanismes de brisure de supersymétrie

On va maintenant donner quelques considérations générales, afin de comprendre d'où peuvent venir de tels termes, et afin de construire un modèle de brisure spontanée de symétrie reproduisant la phénoménologie du Modèle Standard.

L'Hamiltonien d'une transformation supersymétrique s'écrit (cf. équation (3.51)) :

$$H = P^0 = \frac{1}{4}(Q_1 Q_1^\dagger + Q_1^\dagger Q_1 + Q_2 Q_2^\dagger + Q_2^\dagger Q_2) \quad (3.68)$$

En général, la valeur dans le vide s'écrit $\langle 0|H|0\rangle = \langle 0|V|0\rangle$, avec V le potentiel scalaire supersymétrique $V(\phi, \phi^*) = F^{*i} F_i + \frac{1}{2} \sum_a D^a D^a$ (cf. termes scalaires dans l'équation (3.66)). Pour avoir une valeur dans le vide non nulle (cette valeur sera d'ailleurs nécessairement positive d'après l'équation (3.68)), il faut trouver des modèles dans lesquels les champs auxiliaires F et D^a ne s'annulent pas simultanément.

Brisure de supersymétrie par des D-termes non nuls : mécanisme de Fayet-Iliopoulos

Soit D le champ associé à une symétrie $U(1)$, et la densité lagrangienne $L_{FI} = kD$ avec k une constante de dimension 2 en masse. L'équation du mouvement pour D s'écrit $D = k - g \sum_i q_i \phi_i^* \phi_i$. $D|0\rangle = k$ si $\phi_i|0\rangle = 0$. Cependant, on ne peut appliquer ce mécanisme à $U(1)_Y$ car cela impliquerait des VEVs pour certains squarks et sleptons, conduisant à la brisure des symétries $SU(3)_c$ ou $U(1)_{em}$. On ne développera pas plus cette possibilité ici.

Brisure de supersymétrie par des F-termes non nuls : modèles de O'Raifeartaigh

Le superpotentiel de O'Raifeartaigh s'écrit :

$$W_{O'R} = -k\Phi_1 + m\Phi_2\Phi_3 + \frac{y}{2}\Phi_1\Phi_3^2 \quad (3.69)$$

k est une constante de dimension 2 en masse, y est une constante sans dimension, et $\Phi \supset (\phi, \psi_i, F_i)$. De plus, Φ_1 doit être singulet de jauge.

On choisit k, m et y réels positifs. Le potentiel scalaire s'écrit :

$$V = |F_1|^2 + |F_2|^2 + |F_3|^2 \quad (3.70)$$

$$F_1 = k - \frac{y}{2}\phi_3^{*2} \quad F_2 = -m\phi_3^* \quad F_3 = -m\phi_2^* - y\phi_1^*\phi_3^*$$

Remarques :

- $F_1 = 0$ et $F_2 = 0$ ne sont pas compatibles : la supersymétrie est bien brisée.
- Si $m^2 > yk$, le minimum est obtenu pour $\phi_2 = \phi_3 = 0$, $F_1 = k$ et $V = k^2$. ϕ_1 est indéterminé : il définit une surface équipotentielle (ou «flat direction»).
- Le superpartenaire de ϕ_1 est un fermion ψ_1 sans masse : on l'appelle le goldstino. On peut se rappeler que toute brisure spontanée de symétrie induit la présence d'un champ dit de Goldstone, sans masse, ayant les mêmes caractéristiques que les générateurs de la symétrie brisée. Ici, les générateurs de supersymétrie sont des fermions, donc le superpartenaire de ϕ_1 doit bien être un fermion sans masse. D'une manière générale, le goldstino est le superpartenaire du champ scalaire qui obtient une VEV.
- Il n'existe pas de tel candidat dans le MSSM ! Il va donc falloir étendre le modèle si l'on veut expliquer la brisure spontanée de symétrie par le potentiel de O'Raifeartaigh. Comme on l'a déjà signalé, on ne peut pas ajouter brutalement des termes d'interaction (scalaire)(jaugino)(jaugino) donnant leur masse aux jauginos quand le champ scalaire obtient une VEV sous prétexte de briser explicitement la supersymétrie.

- De plus, si l'on veut trouver une brisure spontanée de symétrie tout en conservant une théorie renormalisable, on doit toujours vérifier la relation $Tr(M_{scalaires}^2) = 2 Tr(M_{fermions}^2)$. La masse des sfermions est contrainte par celle des fermions : les sfermions sont alors trop légers, le modèle tel quel n'est pas viable.

Il semblerait donc que l'on ne soit pas capable d'expliquer une brisure spontanée de symétrie de la même manière que la brisure électrofaible, c'est-à-dire par la présence d'un champ scalaire dans le modèle induisant des termes renormalisables dans la théorie. Lorsque le champ scalaire obtient une valeur dans le vide, cela brise la symétrie en question, mais la théorie reste renormalisable.

Brisure dans un secteur caché

Il faut donc envisager une brisure de la supersymétrie dans un secteur «caché» : ce secteur contient des particules n'ayant pas (ou très peu) de couplage direct avec les particules du secteur «visible» (= MSSM). Les deux secteurs partagent néanmoins une interaction, afin de propager la brisure de supersymétrie.

Il existe deux modèles possibles :

- la brisure de supersymétrie communiquée par l'intermédiaire de la gravité (gravity-mediated SUSY breaking) : modèle de **supergravité**. Lorsque l'on introduit la gravité dans la théorie, on doit considérer une supersymétrie locale. Si la supersymétrie est brisée par une VEV $\langle F \rangle$, alors on doit avoir $m_{SOFT} \simeq \frac{\langle F \rangle}{M_{Pl}}$. En effet, la masse des superpartenaires doit redevenir dégénérée dans la limite $\langle F \rangle \rightarrow 0$ (supersymétrie non brisée), et également quand $M_{Pl} \rightarrow \infty$ (la gravité n'a plus de sens). Si $m_{SOFT} \simeq 1$ TeV, cela donne une échelle de brisure $\sqrt{\langle F \rangle} \simeq 10^{10} - 10^{11}$ GeV. Le graviton de spin 2 a pour superpartenaire le gravitino de spin 3/2. Quand la supersymétrie n'est pas brisée ils sont sans masse. Après brisure, le gravitino absorbe le goldstino, qui devient sa composante longitudinale, et acquiert ainsi une masse (mécanisme de super-Higgs). Le gravitino n'interagissant que de manière gravitationnelle avec les particules standard, il n'aura pas un grand rôle à jouer auprès des accélérateurs dans un tel modèle. Par contre, il aura un rôle prépondérant en cosmologie avec une masse $m_{3/2} \simeq m_{SOFT}$.
- la brisure de supersymétrie communiquée par l'intermédiaire d'un champ de jauge (gauge-mediated SUSY breaking, ou GMSB) : on suppose qu'il existe des «messagers» portant les nombres quantiques de $SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y$. Alors $m_{SOFT} \simeq \frac{\alpha_a}{4\pi} \frac{\langle F \rangle}{M_{messenger}}$. Si $M_{messenger} \simeq \sqrt{\langle F \rangle}$, on obtient $\sqrt{\langle F \rangle} \simeq 10^4 - 10^5$ GeV, échelle d'énergie nettement inférieure à celle obtenue en supergravité ! De plus, si $M_{messenger} \ll M_{Pl}$, alors $m_{3/2} \ll m_{SOFT}$, le gravitino sera très probablement la particule supersymétrique la plus légère (LSP). Sa composante longitudinale étant le goldstino, il hérite des interactions de jauge, et le gravitino aura un rôle à jouer auprès des accélérateurs.

3.2.3 Le modèle de supergravité

Le modèle que l'on développera dans la suite est le modèle de supergravité. L'objectif de ce qui suit est de trouver les termes à ajouter au lagrangien afin d'obtenir un spectre en masse de l'ordre du TeV pour les particules supersymétriques qui n'ont pas encore été découvertes.

Quelques généralités

La supergravité contient la relativité générale : ce n'est pas une théorie renormalisable au sens des théories quantiques des champs. On doit donc avoir des termes d'interaction non-renormalisables. Heureusement, on sait que ces termes doivent être inversement proportionnels à la masse de Planck : ils seront négligeables à des échelles d'énergie de l'ordre du TeV, assurant la renormalisabilité de la théorie effective.

Dans un lagrangien supersymétrique contenant des supermultiplets chiraux et de jauge, les termes non-renormalisables sont complètement déterminés par trois fonctions :

- le superpotentiel $W(\phi_i)$, il dépend uniquement de ϕ_i et a une dimension 3 en masse.
- Le potentiel de Kähler $K(\phi_i, \phi_i^*)$, réel de dimension 2 en masse. Le potentiel de Kähler minimal (c'est-à-dire à l'ordre 0) s'écrit $K_{min} = \phi_i^* \phi_i$.
- La fonction de jauge $f_{ab}(\phi_i)$, sans dimension, fonction analytique de ϕ_i , symétrique suivant l'échange $a \leftrightarrow b$, ces indices allant sur les représentations adjointes des groupes de jauge du modèle. La fonction de jauge minimale s'écrit $f_{ab_{min}} = \frac{\delta_{ab}}{g_a^2} = c^{te}$.

De ces trois champs, on peut déduire une généralisation de la contribution des F-termes au potentiel scalaire. Si on pose $G = \frac{K}{M_{Pl}^2} + \ln \frac{W}{M_{Pl}^3} + \ln \frac{W^*}{M_{Pl}^3}$, le potentiel contient les termes suivants :

$$V = M_{Pl}^4 e^G (G^i (G^{-1})_i^j G_j - 3) \quad (3.71)$$

et la brisure de supersymétrie peut être paramétrée par $F_i = -M_{Pl}^2 e^{G/2} (G^{-1})_i^j G_j$, c'est-à-dire que la supersymétrie locale sera brisée si au moins l'un des champs F_i obtient une VEV.

Le gravitino acquiert alors comme masse $m_{3/2} = \frac{1}{3M_{Pl}^2} \langle K^i F_i F^{j*} \rangle$.

Remarque : la partie du potentiel donnant la contribution des D-termes s'écrit : $\frac{1}{2} Re(f_{ab}^{-1} \hat{D}^a \hat{D}^b)$. Si l'on prend le potentiel de Kähler minimal et la fonction de jauge minimale, on retrouve le potentiel scalaire du MSSM, et l'expression $m_{3/2} \simeq \frac{\langle F \rangle}{M_{Pl}} \simeq m_{SOFT}$.

Le lagrangien final du MSSM

Après ces quelques généralités, revenons au cas du MSSM. On peut développer les potentiels W et K à partir des potentiels renormalisables W_{ren} et K_{min} :

$$W = W_{ren} + \frac{1}{M_{Pl}} \phi^4 + \frac{1}{M_{Pl}^2} \phi^5 + \dots \quad (3.72)$$

$$K = \phi_i^* \phi_i + \frac{1}{M_{Pl}} (\phi^{*3} + \phi^{*2} \phi + \phi^* \phi^2 + \phi^3) + \dots \quad (3.73)$$

En remplaçant W et K par les expressions précédentes dans le potentiel de l'équation (3.71), avec $\sqrt{\langle F \rangle} \simeq 10^{10} - 10^{11} GeV$, on obtient les termes SOFT précédemment cités (cf. équation (3.67)). Plus précisément dans le MSSM, on obtient les termes de brisure suivants :

$$\begin{aligned} L_{MSSM}^{SOFT} = & -\frac{1}{2} (M_3 \tilde{g} \tilde{g} + M_2 \tilde{W} \tilde{W} + M_1 \tilde{B} \tilde{B}) + c.c. \\ & -(\tilde{u} \mathbf{a}_u \tilde{Q} H_u - \tilde{d} \mathbf{a}_d \tilde{Q} H_d - \tilde{e} \mathbf{a}_e \tilde{L} H_d) + c.c. \\ & -\tilde{Q}^\dagger \mathbf{m}_Q^2 \tilde{Q} - \tilde{L}^\dagger \mathbf{m}_L^2 \tilde{L} - \tilde{u}^\dagger \mathbf{m}_u^2 \tilde{u} - \tilde{d}^\dagger \mathbf{m}_d^2 \tilde{d} - \tilde{e}^\dagger \mathbf{m}_e^2 \tilde{e} \\ & -m_{H_u}^2 H_u^* H_u - m_{H_d}^2 H_d^* H_d - (b H_u H_d + c.c.) \end{aligned} \quad (3.74)$$

Remarques :

- M_1 , M_2 , et M_3 sont respectivement les masses des binos, winos et gluinos.
- \mathbf{a}_u , \mathbf{a}_d , et \mathbf{a}_e sont des matrices 3×3 dans l'espace des familles. Elles sont de dimension 1 en masse, et doivent être reliées aux matrices de Yukawa \mathbf{y}_u , \mathbf{y}_d , et \mathbf{y}_e .
- on reconnaît également les matrices de masse pour les sleptons, les squarks et les Higgs.
- la R-parité, symétrie définie plus loin, pourra faire intervenir des termes supplémentaires si elle est violée.

Le superpotentiel du MSSM sans les termes de brisures s'écrit :

$$W_{MSSM} = \bar{u} \mathbf{y}_u Q H_u - \bar{d} \mathbf{y}_d Q H_d - \bar{e} \mathbf{y}_e L H_d + \mu H_u H_d \quad (3.75)$$

en utilisant les composantes scalaires des supermultiplets définis dans le tableau 3.2. \mathbf{y}_u , \mathbf{y}_d et \mathbf{y}_e sont les couplages de Yukawa sans dimension : ce sont des matrices 3×3 dans l'espace des familles. Les indices de saveurs (α), de couleur (a) et de familles (i) sont implicites : par exemple le premier terme développé est $(\bar{u})_a^i (y_u)_i^j (\tilde{Q})_{j\alpha}^a (H_u)_\beta \epsilon^{\alpha\beta}$.

Remarques :

- on voit ici la nécessité des deux doublets de Higgs pour donner leur masse aux quarks de type up et aux quarks de type down. En effet, le superpotentiel doit être une fonction analytique des champs scalaires : on ne peut remplacer par exemple le terme $\bar{u} \mathbf{y}_u Q H_u$ par $\bar{u} \mathbf{y}_u Q H_d^*$.
- \mathbf{y}_u , \mathbf{y}_d et \mathbf{y}_e définissent aussi bien les couplages Higgs-quark-quark et Higgs-lepton-lepton que les couplages Higgsinos-squark-quark et Higgsinos-slepton-lepton. D'après l'équation (3.56) le terme d'interaction s'écrit $-\frac{1}{2} W^{ij} \psi_i \psi_j$. En développant avec les champs contenus dans W_{MSSM} , les trois premiers termes de W_{MSSM} induisent chacun 3 diagrammes de Feynman ayant le même couplage : un couplant un scalaire avec 2 fermions, on obtient les 2 autres en changeant deux des champs en leurs superpartenaires.
- de la même manière, le deuxième terme de L_{int} (équation (3.56)) induit des couplages à 4 scalaires : (squarks)⁴, (sleptons)⁴, (squarks)²(sleptons)², (squarks)²(Higgs)², et (sleptons)²(Higgs)².
- cependant, les couplages de Yukawa sont en général négligeables. Ce genre d'interaction ne sera donc pas d'un intérêt phénoménologique énorme, sauf peut-être concernant la troisième famille de fermions.

Les interactions de jauge ont déjà été détaillées dans le cas général, figures 3.3 à 3.15. On verra leurs implications phénoménologiques dans le chapitre 4.

Le lagrangien total du MSSM s'écrit donc à l'aide de L_{SUSY} (équation 3.66) et L_{MSSM}^{SOFT} (équation 3.74), avec l'expression de W_{MSSM} (équation 3.75) pour le superpotentiel.

En rajoutant les termes de brisure, on se retrouve avec 105 paramètres libres nouveaux par rapport à ceux, déjà nombreux, du Modèle Standard ! On s'attend néanmoins à ce que les termes de brisure de supersymétrie obéissent à un certain principe d'organisation dicté par le comportement de la théorie à haute énergie. Nous allons ainsi aboutir à un modèle minimal de supergravité, noté mSUGRA, ne contenant que 5 paramètres libres supplémentaires.

Le modèle minimal de supergravité

On prend un cas particulier simple pour le superpotentiel, le potentiel de Kähler et la fonction de jauge :

$$W = W_{visible}(\phi_i) + W_{cach}(X) \quad (3.76)$$

$$K = \phi^{*i}\phi_i + X^*X \quad (3.77)$$

$$f_{ab} = \delta_{ab}\left(\frac{1}{g_a^2} + \frac{1}{M_{Pl}}f_a^i\phi_i + \dots\right) \quad (3.78)$$

et on suppose que X et W_{cach} obtiennent des VEVs paramétrées par trois valeurs x , w et w' . X est un champ associé au secteur caché. Le superpotentiel va alors contenir :

- un terme unifiant les masses des scalaires, avec comme masse

$$m_0^2 = \frac{|\langle F_x \rangle|^2}{3M_{Pl}^2} = m_{H_u}^2 = m_{H_d}^2 \quad \text{et} \quad m_0^2 \mathbf{I}_{3 \times 3} = \mathbf{m}_Q^2 = \mathbf{m}_L^2 = \mathbf{m}_u^2 = \mathbf{m}_d^2 = \mathbf{m}_e^2 \quad (3.79)$$

- deux termes unifiant les couplages (scalaires)³ et (scalaires)², avec comme couplages respectifs :

$$A_0 = -\frac{\langle F_x \rangle}{M_{Pl}}x \quad \text{et} \quad \mathbf{a}_u = A_0 \mathbf{y}_u \quad \mathbf{a}_d = A_0 \mathbf{y}_d \quad \text{et} \quad \mathbf{a}_e = A_0 \mathbf{y}_e \quad (3.80)$$

$$B_0 = \frac{\langle F_x \rangle}{M_{Pl}}\left(-x + \frac{1}{x + w'/w}\right) \quad \text{et} \quad b = B_0 \mu \quad (3.81)$$

- les masses des jauginos sont données par $m_{\lambda^a} = \frac{1}{2M_{Pl}}\text{Re}(f_a^i) \langle F_i \rangle$. L'universalité des masses des jauginos ne sera donc vraie que si les quantités f_a sont les mêmes pour les trois couplages de jauge du MSSM. On fera cette hypothèse dans le modèle mSUGRA, avec comme masse unifiée des jauginos le paramètre $m_{1/2}$:

$$m_{1/2} = \frac{1}{2M_{Pl}}\text{Re}(f_a) \langle F_x \rangle = M_1 = M_2 = M_3. \quad (3.82)$$

On se retrouve donc avec un modèle ne contenant que 5 paramètres :

$$m_{1/2}, m_0, A_0, B_0 \text{ et } \mu.$$

Remarque : Comment expliquer l'universalité des masses ?

Le premier indice d'une universalité potentielle est donné par l'unification des trois couplages de jauge du MSSM à 2×10^{16} GeV.

De plus, comme l'interaction transportant la brisure de symétrie est la gravité, indépendante des nombres quantiques de jauge, on s'attend à avoir des masses identiques pour les particules portant les mêmes nombres quantiques, c'est-à-dire quelque soit la famille des scalaires. Cela revient à prendre des matrices de masses diagonales dégénérées : $\mathbf{m}_Q^2 = m_Q^2 \mathbf{I}_{3 \times 3}$, $\mathbf{m}_L^2 = m_L^2 \mathbf{I}_{3 \times 3}$, etc...

Dans le même sens, beaucoup de phases de violation de CP et d'angles de mélange sont très fortement contraints par l'expérience, y compris dans le secteur des nouvelles particules du MSSM. Par exemple, les contraintes expérimentales sur une réaction du type $\mu \rightarrow e\gamma$ permettent de mettre de très fortes contraintes sur l'existence d'un terme du type $(m_{e_R})_{21}^2 \bar{e}_R \tilde{\mu}_R^*$ dans le lagrangien L_{MSSM}^{SOFT} (cf. équation (3.74)).

Le paramètre m_0 (cf. équation (3.79)) introduit une hypothèse encore plus forte, à savoir l'universalité de la brisure de supersymétrie pour tous les scalaires.

On peut également supposer qu'il existe des ressemblances entre le secteur du Modèle Standard et celui du MSSM : par exemple, que les couplages (scalaires)³ sont proportionnels aux couplages de Yukawa :

seuls les sfermions de la 3^{ème} famille auront alors des angles de mélange non-négligeables.

En conclusion : ces conditions d'universalité sont à appliquer à l'échelle de grande unification, à savoir M_{Pl} , ou plus précisément à l'échelle d'unification des couplages du MSSM ($\simeq 10^{16}$ GeV). Ensuite, les équations du groupe de renormalisation permettront d'obtenir tout le spectre en masse à l'échelle électrofaible (cf. chapitre 4). À cette échelle, les masses ne seront donc pas nécessairement dégénérées : c'est ce que l'on désirait obtenir.

3.2.4 La R-parité

La R-parité est une version discrète d'une R-symétrie continue, appartenant à U(1). La R-symétrie définit une vraie symétrie des générateurs de supersymétrie, mais si elle ne devait pas être brisée, gluinos et gravitinos resteraient nécessairement sans masse. Si c'était le cas, on aurait déjà observé des «R-hadrons» légers. De plus dans le cadre de la supergravité, le gravitino obtient nécessairement une masse lors de la brisure de supersymétrie.

La brisure de la R-symétrie implique cependant une violation des nombres leptoniques et/ou baryoniques. On a donc remplacé la conservation de la R-symétrie par la conservation de sa version discrète afin de continuer à assurer la conservation des nombres leptoniques et/ou baryoniques.

Le superpotentiel W_{MSSM} (équation (3.75)) n'est cependant pas exhaustif : le potentiel le plus général doit s'écrire en ajoutant des termes violant les nombres leptoniques ou baryoniques (du type (vi) dans L_{chiral} , équation (3.60)) :

$$W_{R_p} = \frac{1}{2}\lambda^{ijk}L_iL_j\bar{e}_k + \lambda'^{ijk}L_iQ_j\bar{d}_k + \frac{1}{2}\lambda''^{ijk}\bar{u}_i\bar{d}_j\bar{d}_k + \mu'L_iH_u \quad (3.83)$$

Les différents diagrammes de Feynman correspondant sont montrés sur les figures 3.16 pour les couplages λ_{ijk} , 3.17 pour les couplages λ'_{ijk} et 3.18 pour les couplages λ''_{ijk} .

Comme ces termes sont renormalisables, il n'y a pas de raisons pour qu'ils soient supprimés. Ils peuvent cependant conduire à une probabilité de désintégration du proton en désaccord avec l'observation. On introduit alors le nombre quantique appelé la R-parité, qui vaut +1 pour les particules standard, et -1 pour les particules supersymétriques.

On définit le nombre de R-parité par $R_p = (-1)^{3(B-L)+2S}$ ou $R_p = (-1)^{3B+L+2S}$ de manière équivalente.

Ceci a des conséquences majeures :

- si la R-parité est une symétrie conservée, alors les particules supersymétriques doivent être produites par paires.
- La particule la plus légère ne pourra pas se désintégrer en particules du Modèle Standard : elle est stable.
- si la R-parité est violée, la LSP n'est plus stable, et on peut avoir des interactions entre fermions véhiculées par des scalaires.
- Les deux versions de la théorie (R-parité conservée ou violée) ont des phénoménologies très différentes. Par exemple avec un couplage λ , la désintégration de la LSP (souvent le $\tilde{\chi}_1^0$) en leptons conduira à des états finals riches en leptons, tandis qu'en R-parité conservée on attendra une quantité importante d'énergie manquante. Nous reviendrons plus en détail là-dessus dans le chapitre

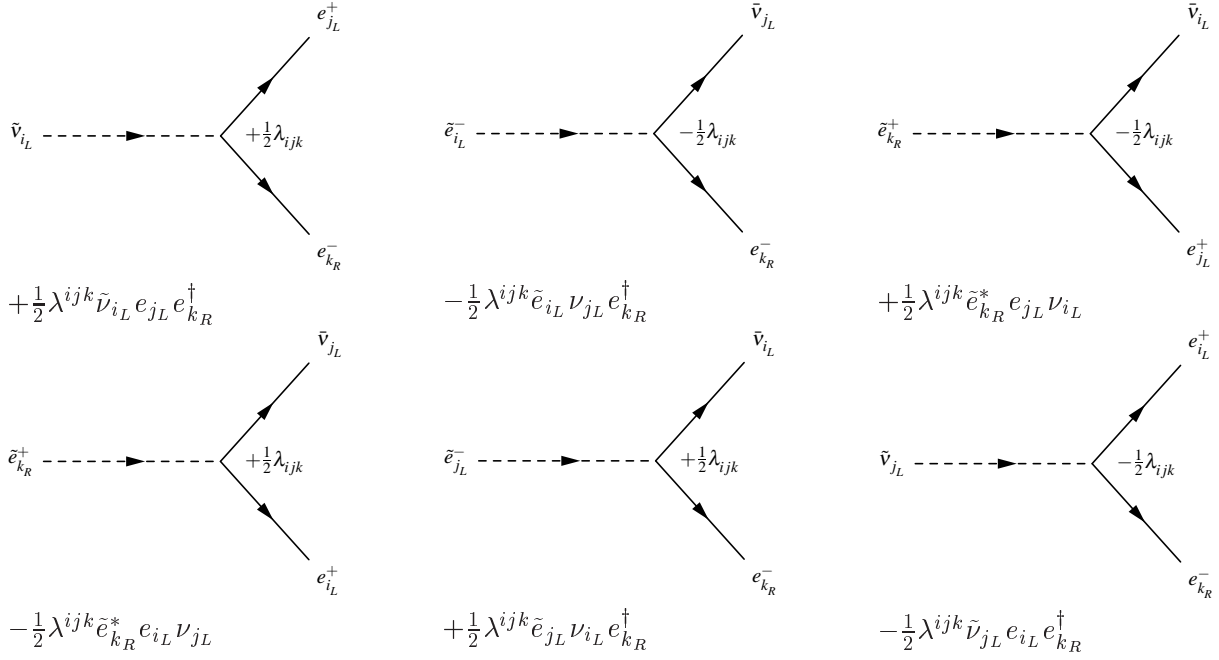


FIG. 3.16 – Diagrammes de Feynman pour les couplages λ_{ijk} .

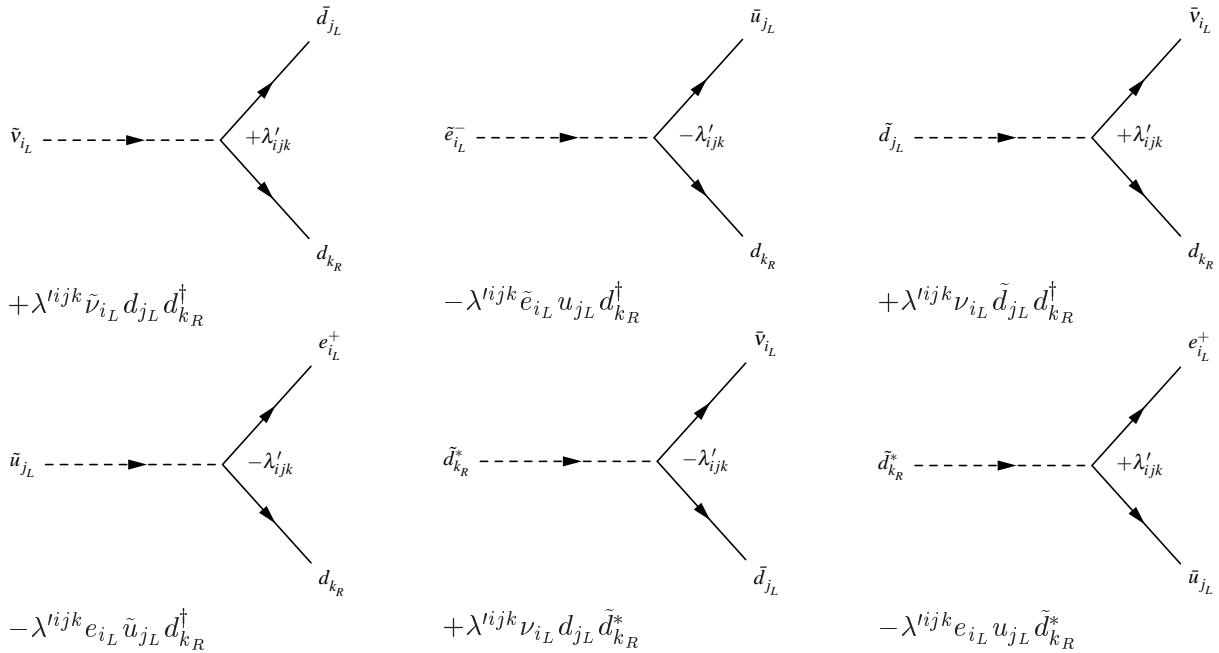
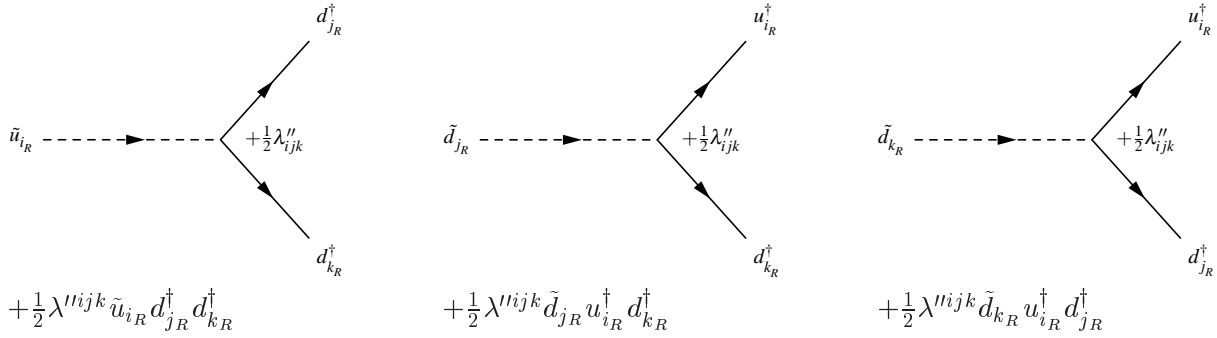


FIG. 3.17 – Diagrammes de Feynman pour les couplages λ'_{ijk} .

suivant.

Par définition, le MSSM conserve la R-parité. La violation de R-parité définit donc une extension du MSSM.

De part l'invariance de jauge, les couplages λ sont nécessairement antisymétriques par rapport à leurs deux premiers indices : $\lambda_{ijk} = -\lambda_{jik}$, et de même les couplages λ'' par rapport à leurs deux derniers indices : $\lambda''_{ijk} = -\lambda''_{ikj}$. Au total, on ajoute donc au MSSM 48 paramètres sans dimension a priori complexes : $9\lambda + 27\lambda' + 9\lambda'' + 3\mu'$.

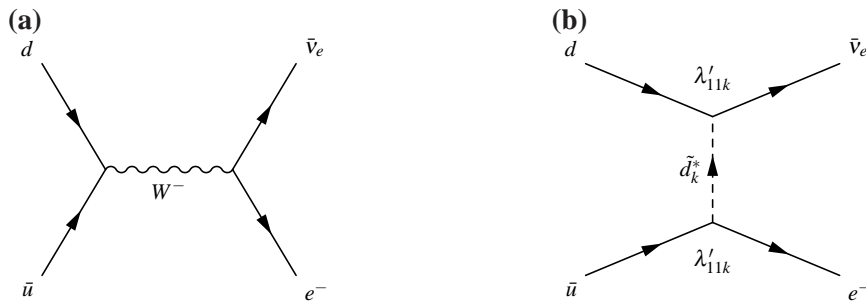

 FIG. 3.18 – Diagrammes de Feynman pour les couplages λ''_{ijk} .

Des contraintes très fortes sont mises sur les différents couplages violant la R-parité, afin d'éviter par exemple que le temps de vie du proton ne soit que de quelques minutes.

Limites expérimentales sur les couplages violant la R-parité

Cette partie se base essentiellement sur les références [27] et [28].

- Temps de vie du proton : de nombreuses limites existent sur des produits de deux couplages, comme par exemple $|\lambda'_{11k} \times \lambda''_{11k}| < 10^{-27}$. On fait donc souvent l'hypothèse que seul un type de couplage existe : soit violant le nombre leptonique (λ et λ'), soit violant le nombre baryonique (λ''). On protège ainsi le proton d'une désintégration trop rapide, tout en relâchant ce type de contraintes sur le couplage étudié.
- Universalité des courants chargés : dans le Modèle Standard, le couplage des bosons W^\pm aux fermions est parfaitement connu. La figure 3.19 montre deux diagrammes possibles pour la désintégration $\pi \rightarrow e\nu$, le deuxième faisant intervenir des couplages λ' . En supposant un seul des couplages λ' non nul, par exemple λ'_{11k} , la mesure du rapport $R_\pi = \frac{\Gamma(\pi \rightarrow e\nu)}{\Gamma(\pi \rightarrow \mu\nu)}$ permet donc de mettre une limite sur ce couplage.


 FIG. 3.19 – Désintégration du pion, par un couplage standard au boson W (a), ou par un couplage λ'_{11k} violant la R-parité (b).

- Désintégration du τ : en considérant deux diagrammes du type figure 3.20, on peut mettre des limites sur le produit de deux couplages. Par exemple ici, la mesure du rapport $R_\tau = \frac{\Gamma(\tau \rightarrow e\bar{\nu}_e \nu_\tau)}{\Gamma(\tau \rightarrow \mu\bar{\nu}_\mu \nu_\tau)}$ permet de mettre une limite sur le produit $\lambda_{121} \times \lambda_{233}$.
- Masses des neutrinos : elles peuvent induire des contraintes si on considère des boucles impliquant les sleptons, par exemple avec des diagrammes comme sur la figure 3.21.
- Désintégration des mésons B et D, désintégration du top, désintégration du Z : avec le même genre

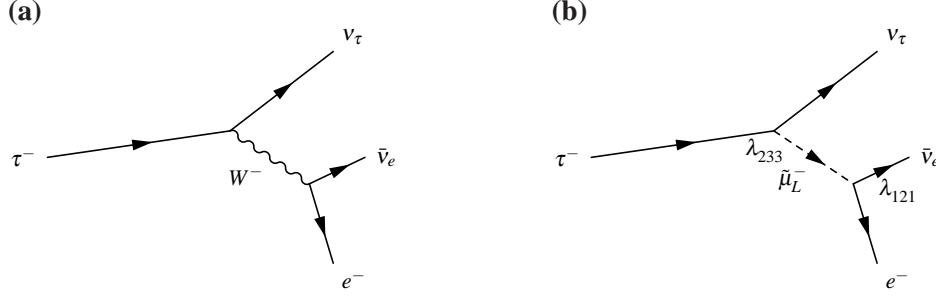


FIG. 3.20 – Désintégration du lepton τ , par un couplage standard au boson W (a), ou par deux couplages λ_{233} et λ_{121} violant la R -parité (b).

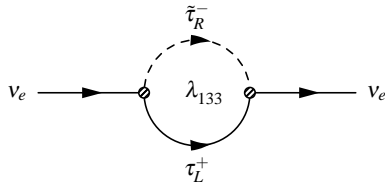


FIG. 3.21 – Intervention du couplage λ_{133} dans le calcul de la masse du ν_e .

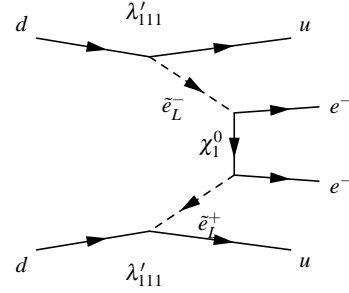


FIG. 3.22 – Double désintégration β sans émission de neutrinos, avec l'intervention du couplage λ'_{111} .

de diagrammes, on peut mettre des limites sur chaque couplage concerné. Par exemple, on connaît bien les largeurs partielles de désintégration du Z : de nouveaux diagrammes ne passeraient pas inaperçus.

- Moment électrique dipolaire : très contraint expérimentalement, il permet également de mettre de fortes limites.
- Double désintégration β sans émission de neutrinos : la figure 3.22 montre un exemple du type de diagrammes pouvant intervenir, pour mettre une limite sur le couplage χ'_{111} .
- oscillations neutron-antineutron.
- violation de parité atomique.

Ces contraintes sont résumées dans les tableaux 3.3 et 3.4 pour les trois catégories de couplages. Les limites sur les couplages λ_{ijk} sont tirées de la référence [27]. Celles sur les couplages χ'_{ijk} et χ''_{ijk} sont tirées de la référence [28].

Du fait des très fortes contraintes sur les produits de deux couplages, on ne considère en général qu'une seule catégorie de couplages non-nuls : les couplages λ_{ijk} dans le cadre de cette thèse. D'autre part, par souci de simplification, on ne considère qu'un seul des couplages λ_{ijk} possibles non nul.

Le couplage qui nous intéressera dans la suite est λ_{121} : la limite supérieure à 2σ est 0,05, et provient de l'universalité des courants chargés.

λ_{ijk} (avec $\lambda_{ijk} = -\lambda_{jik}$)			λ''_{ijk} (avec $\lambda''_{ijk} = -\lambda''_{ikj}$)		
couplage	limite	processus, ref.	couplage	limite	processus, ref.
λ_{121}	$0,05 m_{\tilde{e}_R}$	CC univ.	λ''_{112}	10^{-6}	NN \rightarrow K's
λ_{122}	$0,027 m_{\tilde{\mu}} \tilde{m}^{-1/2}$	$m_{\nu_e} < 1$	λ''_{113}	10^{-5}	oscillations $n - \bar{n}$
λ_{123}	$0,05 m_{\tilde{\tau}_R}$	CC univ.	λ''_{123}	1,25	unitarité
λ_{131}	$0,07 m_{\tilde{e}_R}$	$\frac{\Gamma(\tau \rightarrow e \bar{\nu}_e \nu_\tau)}{\Gamma(\tau \rightarrow \mu \bar{\nu}_\mu \nu_\tau)}$	λ''_{212}	1,25	unitarité
λ_{132}	$0,07 m_{\tilde{\mu}_R}$	$\frac{\Gamma(\tau \rightarrow e \bar{\nu}_e \nu_\tau)}{\Gamma(\tau \rightarrow \mu \bar{\nu}_\mu \nu_\tau)}$	λ''_{213}	1,25	unitarité
λ_{133}	$0,0016 m_{\tilde{\tau}} \tilde{m}^{-1/2}$	$m_{\nu_e} < 1 \text{ eV}$	λ''_{223}	1,25	unitarité
λ_{231}	$0,07 m_{\tilde{e}_R}$	$\frac{\Gamma(\tau \rightarrow e \bar{\nu}_e \nu_\tau)}{\Gamma(\tau \rightarrow \mu \bar{\nu}_\mu \nu_\tau)}$	λ''_{312}	10^{-5}	oscillations $n - \bar{n}$
λ_{232}	$0,07 m_{\tilde{\mu}_R}$	$\frac{\Gamma(\tau \rightarrow e \bar{\nu}_e \nu_\tau)}{\Gamma(\tau \rightarrow \mu \bar{\nu}_\mu \nu_\tau)}$	λ''_{313}	10^{-5}	oscillations $n - \bar{n}$
λ_{233}	$0,0016 m_{\tilde{\tau}} \tilde{m}^{-1/2}$	$m_{\nu_e} < 1 \text{ eV}$	λ''_{323}	0,50	$\frac{\Gamma(Z \rightarrow ll)}{\Gamma(Z \rightarrow \text{hadrons})}, LEP1$

TAB. 3.3 – Limites à 2σ à l'échelle électrofaible sur les couplages λ et λ' . La notation utilise $m_{\tilde{l}} = \frac{m_{\tilde{l}}}{100 \text{ GeV}}$ pour la masse des sleptons concernés, et $\tilde{m} = \frac{\tilde{m}}{100 \text{ GeV}}$ est le paramètre de masse des sfermions. Pour les couplages λ , on se référera à [27], et pour les couplages λ' à [28].

λ'_{1jk}			λ'_{2jk}			λ'_{3jk}		
couplage	limite	processus	couplage	limite	processus	couplage	limite	processus
λ'_{111}	0,00035	$(\beta\beta)_{0\nu}$	λ'_{211}	0,09	R_π	λ'_{311}	0,10	$\tau^- \rightarrow \pi^- \nu_\tau$
λ'_{112}	0,02	CC univ.	λ'_{212}	0,09	R_π	λ'_{312}	0,10	$\tau^- \rightarrow \pi^- \nu_\tau$
λ'_{113}	0,02	CC univ.	λ'_{213}	0,09	R_π	λ'_{313}	0,10	$\tau^- \rightarrow \pi^- \nu_\tau$
λ'_{121}	0,035	APV	λ'_{221}	0,18	D decay	λ'_{321}	0,20	$D^0 - \bar{D}^0$
λ'_{122}	0,02	masse du ν_e	λ'_{222}	0,18	D decay	λ'_{322}	0,20	$D^0 - \bar{D}^0$
λ'_{123}	0,20	$D^0 - \bar{D}^0$	λ'_{223}	0,18	D decay	λ'_{323}	0,13	$Z \rightarrow b\bar{b}$
λ'_{131}	0,035	APV	λ'_{231}	0,22		λ'_{331}	0,48	$R_\tau(\text{LEP})$
λ'_{132}	0,34	$R_e(\text{LEP})$	λ'_{232}	0,36	R_μ	λ'_{332}	0,48	$R_\tau(\text{LEP})$
λ'_{133}	0,0007	masse du ν_e	λ'_{233}	0,15	$Z \rightarrow b\bar{b}$	λ'_{333}	0,15	$Z \rightarrow b\bar{b}$

TAB. 3.4 – Limites à 2σ à l'échelle électrofaible sur les couplage λ' . On se référera à [28].

Chapitre 4

Phénoménologie en R-parité violée

4.1 Quelques résultats généraux

4.1.1 Équations du groupe de renormalisation

Les outils essentiels dans le calcul des masses des sparticules sont les équations du groupe de renormalisation (notées RGE). En imposant des conditions aux limites à l'échelle GUT, on en déduit les masses à l'échelle électrofaible.

On distingue trois grands groupes d'équations. Elles ne sont données ici qu'à l'ordre 1, bien qu'elles soient connues à l'ordre 2 ou 3 [24]. On note $t = \ln(\frac{Q}{Q_0})$, avec Q_0 l'échelle mise en entrée. On peut écrire les équations différentielles suivantes, concernant :

- les paramètres y_u, y_d, y_e et μ du superpotentiel (cf. équation (3.75)), sous l'hypothèse que seuls les couplages de la troisième famille sont significatifs :

$$\frac{d}{dt}y_t = \frac{y_t}{16\pi^2} \left[6|y_t|^2 + |y_b|^2 - \frac{16}{3}g_3^2 - 3g_2^2 - \frac{13}{15}g_1^2 \right]; \quad (4.1)$$

$$\frac{d}{dt}y_b = \frac{y_b}{16\pi^2} \left[6|y_b|^2 + |y_t|^2 + |y_\tau|^2 - \frac{16}{3}g_3^2 - 3g_2^2 - \frac{7}{15}g_1^2 \right]; \quad (4.2)$$

$$\frac{d}{dt}y_\tau = \frac{y_\tau}{16\pi^2} \left[4|y_\tau|^2 + 3|y_b|^2 - 3g_2^2 - \frac{9}{5}g_1^2 \right]; \quad (4.3)$$

$$\frac{d}{dt}\mu = \frac{\mu}{16\pi^2} \left[3|y_t|^2 + 3|y_b|^2 + |y_\tau|^2 - 3g_2^2 - \frac{3}{5}g_1^2 \right]; \quad (4.4)$$

- les couplages de jauge :

$$\frac{d}{dt}g_a = \frac{b_a g_a^3}{16\pi^2} \quad b_a^{MSSM} = \left(\frac{33}{5}, 1, -3 \right) \quad (a = 1, 2, 3) \quad (4.5)$$

On note $g_1 = \sqrt{5/3}g'$, $g_2 = g$, et $g_3 = 4\pi\alpha_s$ pour se ramener aux couplages du Modèle Standard.

- les termes de masse M_1, M_2 et M_3 de brisure douce pour les jauginos :

$$\frac{d}{dt}M_a = \frac{b_a g_a^2 M_a}{8\pi^2} \quad (a = 1, 2, 3) \quad (4.6)$$

avec les mêmes paramètres b_a que pour les couplages de jauge.

Remarque : en mSUGRA, on peut écrire $M_a(Q) = \frac{g_a^2(Q)}{g_a^2(Q_0)} m_{1/2}$ ($a=1,2,3$) à n'importe quelle échelle $Q < Q_0$. De plus, comme on fait l'hypothèse de l'unification des couplages à l'échelle GUT, le rapport

M_a/g_a^2 est constant (au moins au premier ordre), donc on en déduit qu'à toute échelle Q , on doit avoir :

$$\frac{M_1}{g_1^2} = \frac{M_2}{g_2^2} = \frac{M_3}{g_3^2} = \frac{m_{1/2}}{g_{GUT}^2} \quad (4.7)$$

avec g_{GUT} le couplage unifié à l'échelle GUT. Cette équation est également vérifiée en GMSB.

D'une manière générale dans les RGE, des termes de droite négatifs auront pour effet d'augmenter le paramètre entre l'échelle GUT et l'échelle électrofaible, tandis que des termes positifs auront pour effet de le diminuer.

Il faut aussi prendre en compte les RGE permettant d'obtenir les 4 paramètres a et b de L_{MSSM}^{SOFT} (cf. équation (3.74)) :

$$\begin{aligned} 16\pi^2 \frac{d}{dt} a_t &= a_t \left[18|y_t|^2 + |y_b|^2 - \frac{16}{3}g_3^2 - 3g_2^2 - \frac{13}{15}g_1^2 \right] + 2a_b y_b^* y_t + y_t \left[\frac{32}{3}g_3^2 M_3 + 6g_2^2 M_2 + \frac{26}{15}g_1^2 M_1 \right]; \\ 16\pi^2 \frac{d}{dt} a_b &= a_b \left[18|y_b|^2 + |y_t|^2 + |y_\tau|^2 - \frac{16}{3}g_3^2 - 3g_2^2 - \frac{7}{15}g_1^2 \right] + 2a_t y_t^* y_b + 2a_\tau y_\tau^* y_b + y_b \left[\frac{32}{3}g_3^2 M_3 + 6g_2^2 M_2 + \frac{14}{15}g_1^2 M_1 \right]; \\ 16\pi^2 \frac{d}{dt} a_\tau &= a_\tau \left[12|y_\tau|^2 + 3|y_b|^2 - 3g_2^2 - \frac{9}{5}g_1^2 \right] + 6a_b y_b^* y_\tau + y_\tau \left[6g_2^2 M_2 + \frac{18}{5}g_1^2 M_1 \right]; \\ 16\pi^2 \frac{d}{dt} b &= b \left[3|y_t|^2 + 3|y_b|^2 + |y_\tau|^2 - 3g_2^2 - \frac{3}{5}g_1^2 \right] + \mu \left[6a_t y_t^* + 6a_b y_b^* + 2a_\tau y_\tau^* + 6g_2^2 M_2 + \frac{6}{5}g_1^2 M_1 \right]; \end{aligned}$$

Même si le paramètre A_0 (cf. équation (3.80)) est posé égal à 0 à l'échelle GUT, les corrections ne seront pas nulles, du fait du terme dépendant des masses des jauginos.

Finalement, on écrit les RGE pour les squarks et les sleptons de la troisième famille, et les Higgs. Ces équations vont s'exprimer en fonction de trois nombres positifs (toujours dans l'approximation de couplages de Yukawa uniquement pour la troisième famille de fermions) :

$$\begin{aligned} X_t &= 2|y_t|^2(m_{H_u}^2 + m_{Q_3}^2 + m_{\bar{u}_3}^2) + 2|a_t|^2; \\ X_b &= 2|y_b|^2(m_{H_d}^2 + m_{Q_3}^2 + m_{\bar{d}_3}^2) + 2|a_b|^2; \\ X_\tau &= 2|y_\tau|^2(m_{H_d}^2 + m_{L_3}^2 + m_{\bar{e}_3}^2) + 2|a_\tau|^2. \end{aligned}$$

Pour les termes de masse m_{H_u} et m_{H_d} apparaissant dans L_{MSSM}^{SOFT} (cf. équation (3.74)), les RGE s'écrivent :

$$\begin{aligned} 16\pi^2 \frac{d}{dt} m_{H_u}^2 &= 3X_t - 6g_2^2 |M_2|^2 - \frac{6}{5}g_1^2 |M_1|^2; \\ 16\pi^2 \frac{d}{dt} m_{H_d}^2 &= 3X_b + X_\tau - 6g_2^2 |M_2|^2 - \frac{6}{5}g_1^2 |M_1|^2; \end{aligned}$$

Comme X_t , X_b et X_τ sont positifs, l'effet des RGE est toujours de diminuer la masse mise à l'échelle GUT. De plus, le couplage de Yukawa dû au top étant a priori le plus grand (fermion le plus lourd), $m_{H_u}^2$ peut même devenir négatif, ce qui aura pour effet de favoriser la brisure de symétrie électrofaible.

Pour les sfermions de la troisième famille,

$$16\pi^2 \frac{d}{dt} m_{Q_3}^2 = X_t + X_b - \frac{32}{3}g_3^2 |M_3|^2 - 6g_2^2 |M_2|^2 - \frac{2}{15}g_1^2 |M_1|^2; \quad (4.8)$$

$$16\pi^2 \frac{d}{dt} m_{\bar{u}_3}^2 = 2X_t - \frac{32}{3}g_3^2 |M_3|^2 - \frac{32}{15}g_1^2 |M_1|^2; \quad (4.9)$$

$$16\pi^2 \frac{d}{dt} m_{\bar{d}_3}^2 = 2X_b - \frac{32}{3}g_3^2 |M_3|^2 - \frac{8}{15}g_1^2 |M_1|^2; \quad (4.10)$$

$$16\pi^2 \frac{d}{dt} m_{L_3}^2 = X_\tau - 6g_2^2 |M_2|^2 - \frac{3}{5}g_1^2 |M_1|^2; \quad (4.11)$$

$$16\pi^2 \frac{d}{dt} m_{\bar{e}_3}^2 = 2X_\tau - \frac{24}{5}g_1^2 |M_1|^2; \quad (4.12)$$

Les termes en X_t apparaissent avec des coefficients plus faibles que pour le Higgs, voire n'apparaissent pas du tout. De plus, il existe des termes négatifs proportionnels à $|M_3|^2$ qui n'existent pas pour le Higgs : on est donc à priori protégé contre des VEVs pour les sfermions.

On obtient les RGE pour les sfermions des deux premières familles grâce aux RGE précédentes en enlevant les termes en X_t , X_b et X_τ . On remarque alors que le terme de droite de chaque équation sera négatif : cela aura pour effet d'augmenter systématiquement la masse, entre l'échelle GUT et l'échelle électrofaible.

On peut ici énoncer la première propriété attendue dans le spectre en masse des sparticules : les stop, stau et sbottom seront vraisemblablement les sfermions les plus légers.

4.1.2 Conséquences sur les particules du MSSM

Dans le secteur du Higgs, on veut que le potentiel scalaire ait un minimum imposé par une VEV non nulle pour au moins l'un des champs. On peut poser $H_u^+ = 0$ au minimum du potentiel par une transformation de jauge adéquate. La condition $\partial V / \partial H_u^+ = 0$ implique alors $H_d^- = 0$ [24]. Ainsi, l'électromagnétisme est protégé contre toute brisure de symétrie. Seuls les champs H_u^0 et H_d^0 obtiendront des VEVs non-nulles, notées v_u et v_d . Pour avoir une BSS électrofaible telle qu'on l'attend, il faut en outre vérifier les relations suivantes [24] :

$$b^2 > (|\mu|^2 + m_{H_u}^2)(|\mu|^2 + m_{H_d}^2); \quad (4.13)$$

$$2b < 2|\mu|^2 + m_{H_u}^2 + m_{H_d}^2. \quad (4.14)$$

La première condition est nécessaire pour avoir un minimum instable du potentiel à proximité des valeurs $H_u^0 = H_d^0 = 0$. La deuxième est nécessaire pour que le potentiel scalaire ait un vrai minimum. En mSUGRA, on a naturellement $m_{H_u}^2 < m_{H_d}^2$ et $m_{H_u}^2 < 0$ après calcul des RGE jusqu'à l'échelle électrofaible. La BSS se produit grâce aux corrections radiatives. On l'appelle brisure radiative de symétrie électrofaible.

On peut relier les VEVs à la valeur attendue dans le Modèle Standard :

$$v_u^2 + v_d^2 = v^2 = \frac{2m_Z^2}{g^2 + g'^2} \simeq (174 \text{ GeV})^2$$

Ceci permet de définir un paramètre important de mSUGRA : $\tan\beta = \frac{v_u}{v_d}$.

Si l'on réécrit les conditions $\partial V / \partial H_u^0 = \partial V / \partial H_d^0 = 0$ (VEVs correspondant à un minimum du potentiel scalaire), on peut éliminer les paramètres $|\mu|$ et b au profit de $\tan\beta$:

$$|\mu|^2 + m_{H_d}^2 = b \tan\beta - \frac{m_Z^2}{2} \cos 2\beta; \quad |\mu|^2 + m_{H_u}^2 = b \cotan\beta + \frac{m_Z^2}{2} \cos 2\beta;$$

Le signe de μ reste cependant indéterminé : on a toujours 5 paramètres libres.

Après BSS, il reste 5 champs scalaires de Higgs, notés A^0 , H^\pm , h^0 et H^0 . Ils ont les masses suivantes :

$$\begin{aligned} m_{A^0}^2 &= 2b / \sin 2\beta \\ m_{H^\pm}^2 &= m_{A^0}^2 + m_W^2 \\ m_{h^0, H^0}^2 &= \frac{1}{2}(m_{A^0}^2 + m_Z^2 \mp \sqrt{(m_{A^0}^2 + m_Z^2)^2 - 4m_Z^2 m_{A^0}^2 \cos^2 2\beta}) \end{aligned} \quad (4.15)$$

Le plus léger sera h^0 . On trouve une borne supérieure sur sa masse égale à $|\cos 2\beta| m_Z$. En tenant compte des corrections radiatives, et suivant des hypothèses comme les masses des sparticules impliquées

dans ces corrections ne dépassant pas 1 TeV, on trouve $m_{h^0} \leq 150 \text{ GeV.c}^{-2}$ [24].

En outre, avec la connaissance des masses des fermions du Modèle Standard et de leurs couplages de Yukawa, on peut également mettre des limites sur $\tan\beta$ [24] : $1, 2 \leq \tan\beta \leq 65$.

Intéressons-nous maintenant aux partenaires SUSY des bosons de jauge $SU(2)_L \times U(1)_Y$ et des bosons de Higgs. Avec la brisure de symétrie électrofaible, higgsinos et jauginos vont se mélanger pour former 4 états propres de masse neutres appelés neutralinos (notés $\tilde{\chi}_i^0$, avec $m_{\tilde{\chi}_1^0} < m_{\tilde{\chi}_2^0} < m_{\tilde{\chi}_3^0} < m_{\tilde{\chi}_4^0}$), et 2 états propres de masse chargés appelés charginos (notés $\tilde{\chi}_i^\pm$, avec $m_{\tilde{\chi}_1^\pm} < m_{\tilde{\chi}_2^\pm}$).

Dans la base des états propres de jauge neutres $\psi^0 = (\tilde{B}, \tilde{W}^0, \tilde{H}_d^0, \tilde{H}_u^0)$, les termes du lagrangien pour les neutralinos s'écrivent :

$$L \supset -\frac{1}{2}(\psi^0)^T M_{\tilde{\chi}^0} \psi^0 + c.c.$$

avec

$$M_{\tilde{\chi}^0} = \begin{pmatrix} M_1 & 0 & -\cos\beta\sin\theta_w m_Z & \sin\beta\sin\theta_w m_Z \\ 0 & M_2 & \cos\beta\cos\theta_w m_Z & -\sin\beta\cos\theta_w m_Z \\ -\cos\beta\sin\theta_w m_Z & \cos\beta\cos\theta_w m_Z & 0 & -\mu \\ \sin\beta\sin\theta_w m_Z & -\sin\beta\cos\theta_w m_Z & -\mu & 0 \end{pmatrix}$$

La matrice $M_{\tilde{\chi}^0}$ peut être diagonalisée, et ses 4 valeurs propres seront les masses des 4 neutralinos. Ces masses ne dépendent donc que de 4 paramètres : M_1 , M_2 , μ et $\tan\beta$. Les masses sont par exemple calculées numériquement dans [29].

Dans la base des états propres de jauge chargés $\psi^\pm = (\tilde{W}^+, \tilde{H}_u^\pm, \tilde{W}^-, \tilde{H}_d^\pm)$, les termes du lagrangien pour les charginos s'écrivent :

$$L \supset -\frac{1}{2}(\psi^\pm)^T M_{\tilde{\chi}^\pm} \psi^\pm + c.c.$$

avec

$$M_{\tilde{\chi}^\pm} = \begin{pmatrix} \mathbf{0} & \mathbf{X}^T \\ \mathbf{X} & \mathbf{0} \end{pmatrix} \quad \mathbf{X} = \begin{pmatrix} M_2 & \sqrt{2}\sin\beta m_W \\ \sqrt{2}\cos\beta m_W & \mu \end{pmatrix}$$

Pour les charginos, les états propres de masse sont reliés aux états propres de jauge par deux matrices 2×2 unitaires \mathbf{U} et \mathbf{V} vérifiant :

$$\begin{pmatrix} \tilde{\chi}_1^+ \\ \tilde{\chi}_2^+ \end{pmatrix} = \mathbf{V} \begin{pmatrix} \tilde{W}^+ \\ \tilde{H}_u^+ \end{pmatrix} \quad ; \quad \begin{pmatrix} \tilde{\chi}_1^- \\ \tilde{\chi}_2^- \end{pmatrix} = \mathbf{U} \begin{pmatrix} \tilde{W}^- \\ \tilde{H}_d^- \end{pmatrix}$$

et telles que $\mathbf{U}^* \mathbf{X} \mathbf{V}^{-1} = \begin{pmatrix} m_{\tilde{\chi}_1^\pm} & 0 \\ 0 & m_{\tilde{\chi}_2^\pm} \end{pmatrix}$.

On peut écrire le résultat explicitement pour les masses des charginos en fonction des 3 paramètres

$$M_2, \mu \text{ et } \tan\beta : \quad m_{\tilde{\chi}_1^\pm}^2, m_{\tilde{\chi}_2^\pm}^2 = \frac{1}{2} ((|M_2|^2 + |\mu|^2 + 2m_W^2) \mp \sqrt{(|M_2|^2 + |\mu|^2 + 2m_W^2)^2 - 4|\mu M_2 - m_W^2 \sin 2\beta|^2}) \quad (4.16)$$

Dans l'hypothèse où les trois couplages de jauge sont unifiés à l'échelle GUT, on peut écrire, à l'échelle électrofaible :

$$M_1 \simeq \frac{5}{3} \tan^2 \theta_W M_2 \simeq 0,5 M_2 \quad (4.17)$$

ce qui permet d'enlever la dépendance d'un paramètre dans le calcul des masses des neutralinos.

Dans la limite où $m_Z \ll |\mu \pm M_1|, |\mu \pm M_2|$, on a $\tilde{\chi}_1^0 \simeq \tilde{B}$, $\tilde{\chi}_2^0 \simeq \tilde{W}^0$, $\tilde{\chi}_3^0, \tilde{\chi}_4^0 \simeq (\tilde{H}_u^0 \pm \tilde{H}_d^0)/\sqrt{2}$, et $\tilde{\chi}_1^\pm \simeq \tilde{W}^\pm$, $\tilde{\chi}_2^\pm \simeq (\tilde{H}_u^\pm, \tilde{H}_d^\pm)$. Le $\tilde{\chi}_1^\pm$ ne se couplera donc pas aux particules droites, et les $\tilde{\chi}_3^0, \tilde{\chi}_4^0$, et $\tilde{\chi}_2^\pm$ se coupleront préférentiellement aux particules lourdes. On trouve également que $\tilde{\chi}_1^\pm$ et $\tilde{\chi}_2^0$ sont presque dégénérés en masse, et $\tilde{\chi}_3^0, \tilde{\chi}_4^0, \tilde{\chi}_2^\pm$ ont une masse de l'ordre de $|\mu|$.

Les gluinos portent quant-à-eux la charge de couleur, et ne peuvent donc se mélanger avec aucune autre particule. Le paramètre de masse M_3 est obtenu avec la condition de l'équation (4.7) en mSUGRA. Comme le couplage fort est le plus important, $M_3 > M_2, M_1$. De plus, les gluinos se couplent avec tous les quarks et squarks du MSSM, leur masse variera très vite avec l'échelle d'énergie considérée (l'équation 4.6 a un terme de droite négatif qui aura pour effet d'augmenter la masse M_3 quand l'échelle d'énergie diminue).

Deuxième propriété du spectre en masse des sparticules : on s'attend donc à ce que les gluinos soient bien plus lourds que les charginos et neutralinos les plus légers.

Concernant maintenant les sfermions, les couplages de Yukawa dominant pour la troisième famille seulement vont conduire à former 7 paires dégénérées en masse :

$$(\tilde{e}_R, \tilde{\mu}_R), (\tilde{e}_L, \tilde{\mu}_L), (\tilde{\nu}_e, \tilde{\nu}_\mu), (\tilde{u}_R, \tilde{c}_R), (\tilde{d}_R, \tilde{s}_R), (\tilde{u}_L, \tilde{c}_L), (\tilde{d}_L, \tilde{s}_L),$$

tandis que les membres des doublets $(\tilde{t}_R, \tilde{t}_L), (\tilde{b}_R, \tilde{b}_L)$ et $(\tilde{\tau}_R, \tilde{\tau}_L)$ vont se mélanger.

Phénoménologiquement, on retient les propriétés suivantes :

- les squarks sont beaucoup plus lourds que les sleptons, car ils se couplent aux gluinos. On en voit l'effet dans les RGE de l'équation (4.8) appliquées aux fermions des deux premières familles (c'est-à-dire sans les termes X_i), avec des termes négatifs dépendant du couplage fort pour les squarks, qui ne sont évidemment pas présents pour les sleptons. Les masses des squarks ne pourront d'ailleurs pas être beaucoup plus basses que celles des gluinos (au minimum environ $0,8m_{\tilde{g}}$ en mSUGRA).
- en général (sauf à petit $m_{1/2} (< 60 \text{ GeV.c}^{-2})$ pour la première famille) les squarks gauches sont plus lourds que les squarks droits.
- de même, les sleptons gauches sont plus lourds que les sleptons droits.
- entre les deux membres d'un doublet gauche de $SU(2)_L$, on a la relation :

$$m_{\tilde{e}_L}^2 - m_{\tilde{\nu}_e}^2 = m_{\tilde{d}_L}^2 - m_{\tilde{u}_L}^2 = -\cos 2\beta m_W^2, \text{ avec } \cos 2\beta < 0.$$

Concernant les sfermions de la troisième famille, ils sont mélangés. Le terme correspondant du lagrangien s'écrit : $-L \supset (\tilde{t}_L^* \tilde{t}_R^*) \mathbf{m}_{\tilde{t}}^2 \begin{pmatrix} \tilde{t}_L \\ \tilde{t}_R \end{pmatrix}$.

La matrice de masse s'écrit de la façon suivante, dans la base $(\tilde{t}_L, \tilde{t}_R)$:

$$\mathbf{m}_{\tilde{t}}^2 = \begin{pmatrix} m_{Q_3}^2 + m_t^2 + \Delta_u & v(a_t \sin \beta_\mu y_t \cos \beta) \\ v(a_t \sin \beta_\mu y_t \cos \beta) & m_{\bar{u}_3}^2 + m_t^2 + \Delta_{\bar{u}} \end{pmatrix}$$

On note

$$\Delta_x = (T_3^x - Q_{EM}^x \sin^2 \theta_W) \cos 2\beta m_Z^2$$

Cette matrice peut être diagonalisée pour donner les états propres de masses suivants :

$$\begin{pmatrix} \tilde{t}_1 \\ \tilde{t}_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_{\tilde{t}} & \sin \theta_{\tilde{t}} \\ -\sin \theta_{\tilde{t}} & \cos \theta_{\tilde{t}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \tilde{t}_L \\ \tilde{t}_R \end{pmatrix}$$

avec $0 \leq \theta_{\tilde{t}} \leq \pi$ un angle de mélange dépendant des masses des quarks, de $\tan\beta$ et des couplages de Yukawa. Par définition, \tilde{t}_1 et \tilde{t}_2 sont tels que $m_{\tilde{t}_1} < m_{\tilde{t}_2}$. Comme on l'a déjà mentionné, avec le terme X_t de l'équation (4.8), le stop sera plus léger que les squarks des deux premières familles. En général, \tilde{t}_1 est donc le plus léger des squarks.

On trouve des mélanges du même type pour $(\tilde{b}_R, \tilde{b}_L)$ et $(\tilde{\tau}_R, \tilde{\tau}_L)$, avec les états propres de masse correspondants $(\tilde{b}_1, \tilde{b}_2)$ et $(\tilde{\tau}_1, \tilde{\tau}_2)$. Cependant, dans la limite où $\tan\beta$ est petit (≤ 10), les états propres de masses sont presque confondus avec les états propres de jauge (et les masses sont très légèrement inférieures à celles des deux autres familles), sauf pour \tilde{b}_L du fait de son appartenance au doublet qui contient \tilde{t}_L . Par contre, à plus grand $\tan\beta$, \tilde{b}_L , $\tilde{\tau}_L$ et $\tilde{\nu}_\tau$ peuvent être beaucoup plus légers que leurs confrères des deux autres familles. Les masses des sfermions de la troisième famille sont calculées numériquement dans [29].

Nous allons maintenant illustrer la phénoménologie dans un cas particulier qui fera l'objet de l'analyse du chapitre 7 : le cas d'un scénario de brisure de SUSY de type mSUGRA, et violation de la R-parité avec le couplage λ_{121} .

4.2 Phénoménologie en R-parité violée avec le couplage λ_{121}

Plusieurs générateurs ont été étudiés dans la référence [28]. On retiendra de cette étude les quelques caractéristiques suivantes : PYTHIA, générateur dont le point fort est l'hadronisation, est interfacé avec ISASUSY (ou ISAJET) pour le calcul des RGE. SUSYGEN utilise quant-à-lui SUSPECT pour les RGE, qui prend en compte plus précisément les seuils en énergie pour lesquels les particules SUSY apparaissent, dans l'évolution des RGE. Les masses calculées par ces deux générateurs sont assez proches, mais on peut observer jusqu'à 10% d'écart dans certaines régions de l'espace des paramètres. Pour plus de détails, on se référera à [28].

Nous allons d'abord étudier les caractéristiques de SUSYGEN, dans le cas d'un collisionneur proton-antiproton avec une énergie dans le centre de masse de 1,96 TeV : ce générateur sera utilisé dans l'analyse du chapitre 7. Nous ferons ensuite une étude comparative entre PYTHIA (interfacé avec ISAJET), SUSYGEN et GAUGINOS [34], un autre programme dont la particularité est de calculer les sections efficaces de production de paires de jauginos au deuxième ordre.

4.2.1 Etude du générateur SUSYGEN

Quelques hypothèses et leur justification

La première hypothèse que l'on fait est de considérer la conservation de la R-parité au niveau de la production de particules SUSY. Ces dernières sont donc produites par paire. Cette hypothèse est justifiée dans la mesure où le couplage RpV considéré n'est pas trop élevé. On a choisi la valeur du couplage à $\lambda_{121} = 0,01$, la limite expérimentale sur λ_{121} étant actuellement à 0,05 pour une masse $m_{\text{susy}} = 100 \text{ GeV.c}^{-2}$ (cf. tableau 3.3).

C'est au niveau de la désintégration des particules SUSY produites que la violation de R-parité intervient. Cependant, avec la valeur du couplage λ_{121} choisie, les désintégrations directes en particules du Modèle Standard sont très minoritaires par rapport aux désintégrations en cascade jusqu'à la LSP conservant la R-parité (cf. figure 4.9 et explications dans la suite). On produit donc une paire de LSP, se désintégrant

finalement en leptons du Modèle Standard.

La longueur de vol de la LSP s'écrit en fonction de son temps de vie propre $\tau_{\tilde{\chi}_1^0}$ [32] :

$$c\gamma\tau_{\tilde{\chi}_1^0} \text{ (en m)} \simeq 3\gamma \times 10^{-3} (m_{\tilde{f}}/100 \text{ GeV})^4 (1 \text{ GeV}/m_{\tilde{\chi}_1^0})^5 (1/\lambda)^2$$

γ est le facteur de boost de Lorentz de la LSP ($\simeq 10$), et $m_{\tilde{f}}$ est la masse du sfermion échangé (en première approximation, de l'ordre de m_0). L'application numérique donne, pour $m_{\tilde{f}} = 100 \text{ GeV.c}^{-2}$: $2,93 \times 10^{-6} \text{ m}$ pour un neutralino de 40 GeV.c^{-2} , et $3,0 \times 10^{-8} \text{ m}$ pour un neutralino de 100 GeV.c^{-2} . Pour $m_{\tilde{f}} = 1000 \text{ GeV.c}^{-2}$, on trouve des temps de vol entre $2,93 \text{ cm}$ et $0,03 \text{ cm}$ suivant la masse du $\tilde{\chi}_1^0$.

On se place ici dans le modèle mSUGRA. La deuxième hypothèse est de fixer A_0 à 0. A_0 contrôle le mélange des sfermions de la troisième famille. La valeur de A_0 va intervenir dans le calcul des masses des autres particules par l'intermédiaire des RGE [33].

$\mu < 0$									
A_0	$m_{\tilde{\chi}_1^0}$ (GeV.c ⁻²)	$m_{\tilde{\chi}_2^0}$ (GeV.c ⁻²)	$m_{\tilde{\chi}_1^\pm}$ (GeV.c ⁻²)	$m_{\tilde{t}_1}$ (GeV.c ⁻²)	$m_{\tilde{t}_2}$ (GeV.c ⁻²)	$\cos\theta_t$	$\sigma_{\tilde{\chi}^0\tilde{\chi}^0}$ (pb)	$\sigma_{\tilde{\chi}^+\tilde{\chi}^-}$ (pb)	σ_{tot} (pb)
-1000	120,4	244,1	244,1	664	974	0,192	0,01123	0,01458	0,02581
-500	119,9	241,7	241,7	731	994	0,165	0,01195	0,01579	0,02774
0	119,2	238,9	239,0	766	1004	0,130	0,01266	0,01652	0,02918
500	118,8	237,1	237,2	778	1006	0,089	0,01318	0,01736	0,03054
1000	118,4	237,5	237,6	764	998	0,042	0,01318	0,01730	0,03048
$\mu > 0$									
A_0	$m_{\tilde{\chi}_1^0}$ (GeV.c ⁻²)	$m_{\tilde{\chi}_2^0}$ (GeV.c ⁻²)	$m_{\tilde{\chi}_1^\pm}$ (GeV.c ⁻²)	$m_{\tilde{t}_1}$ (GeV.c ⁻²)	$m_{\tilde{t}_2}$ (GeV.c ⁻²)	$\cos\theta_t$	$\sigma_{\tilde{\chi}^0\tilde{\chi}^0}$ (pb)	$\sigma_{\tilde{\chi}^+\tilde{\chi}^-}$ (pb)	σ_{tot} (pb)
-1000	116,7	231,6	231,5	650	980	0,252	0,01568	0,02080	0,03648
-500	115,7	227,3	227,1	722	999	0,220	0,01734	0,02312	0,04046
0	114,6	222,5	222,03	762	1008	0,181	0,01933	0,02662	0,04595
500	113,8	219,9	219,3	775	1008	0,138	0,02067	0,02825	0,04890
1000	113,8	221,7	221,2	763	1000	0,096	0,01996	0,02708	0,04704

TAB. 4.1 – Masses et sections efficaces pour différentes valeurs de A_0 , pour $m_0 = 1000 \text{ GeV.c}^{-2}$, $m_{1/2} = 280 \text{ GeV.c}^{-2}$, $\tan\beta = 5$ et pour les deux valeurs du signe de μ .

Dans le tableau 4.1, on a reporté les valeurs des masses de quelques particules SUSY en fonction de la valeur de A_0 , pour un point fixé à $m_0 = 1000 \text{ GeV.c}^{-2}$, $m_{1/2} = 280 \text{ GeV.c}^{-2}$, $\tan\beta = 5$ et pour les deux valeurs du signe de μ .

Globalement, on observe les comportements suivants, lorsque A_0 passe de -1000 à 1000 :

- pour $\mu < 0$:
 - ★ la masse des jauginos les plus légers diminue d'environ 2 à 3% ;
 - ★ la masse du \tilde{t}_1 augmente d'environ 15 % pour rediminuer ensuite de moins de 2% pour $A_0 > 500$.
- Pour les autres sleptons, plus ils sont lourds, moins leur masse varie ;
 - ★ les angles de mélanges entre les sleptons de la troisième famille diminuent d'environ 30 à 80% ;
 - ★ les sections efficaces de production de paires de jauginos augmentent d'environ 15%.
- pour $\mu > 0$:
 - ★ la masse des jauginos les plus légers diminue d'environ 3 à 5%, puis augmente d'environ 1% pour $A_0 > 500$;

- ★ la masse du \tilde{t}_1 augmente d'environ 16 % pour rediminuer ensuite de moins de 2% pour $A_0 > 500$.
Pour les autres sleptons, plus ils sont lourds, moins leur masse varie ;
- ★ les angles de mélanges entre les sleptons de la troisième famille diminuent d'environ 60% ;
- ★ les sections efficaces de production de paires de jauginos augmentent d'environ 25%, puis diminuent d'environ 4% pour $A_0 > 500$.

La production de paires de sparticules

Avec l'énergie de 1,96 TeV disponible dans le centre de masse, nous allons voir que les productions de paires de $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$ et $\tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_2^0$ seront dominantes. Les sections efficaces étudiées dans la suite sont calculées par SUSYGEN au premier ordre (LO). Dans le §4.2.2, on comparera cette section efficace avec celle calculée par le programme GAUGINOS [34] au LO et au NLO, et par Pythia [35].

Du fait des grandes masses des squarks, les sections efficaces de production squark-squark, squark-gluino et gluino-gluino sont généralement de plusieurs ordres de grandeur en dessous des sections efficaces de production de paires de jauginos. Le tableau 4.2 résume quelques valeurs caractéristiques de ces sections efficaces. Nous ne considérerons dans la suite que la production des paires de neutralino-neutralino, neutralino-chargino et chargino-chargino.

Les diagrammes de production de paires de jauginos au LO sont montrés sur les figures 4.1 et 4.2.

paire $\tilde{X}\tilde{Y}$	$m_0 = 100 \text{ GeV.c}^{-2}$			$m_0 = 1000 \text{ GeV.c}^{-2}$		
	masse caractéristique (en GeV.c^{-2})	σ_{XY} (LO, en pb)	$\frac{\sigma_{jauginos}}{\sigma_{XY}}$	masse caractéristique (en GeV.c^{-2})	σ_{XY} (LO, en pb)	$\frac{\sigma_{jauginos}}{\sigma_{XY}}$
$\tilde{q}\tilde{q}$ $\tilde{q}\tilde{g}$ $\tilde{g}\tilde{g}$	550	$1,3 \times 10^{-3}$	63	1000	$2,1 \times 10^{-7}$	$2,5 \times 10^5$
$\tilde{t}_1\tilde{t}_1$	439	$4,2 \times 10^{-3}$	20	739	$1,3 \times 10^{-9}$	$4,0 \times 10^7$
$\tilde{l}\tilde{l}$	200	$2,2 \times 10^{-2}$	3,7	1000	$1,1 \times 10^{-12}$	$4,8 \times 10^7$
$\tilde{\chi}\tilde{\chi}$	100	$8,2 \times 10^{-2}$	1	115	$5,3 \times 10^{-2}$	1

TAB. 4.2 – Sections efficaces de production de paires de particules supersymétriques, pour deux points de l'espace des paramètres : $A_0 = 0$, $m_0 = 100$ et 1000 GeV.c^{-2} , $m_{1/2} = 250 \text{ GeV.c}^{-2}$, $\tan\beta = 5$ et $\mu < 0$.

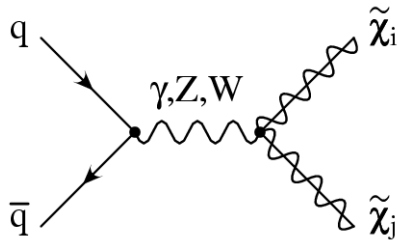


FIG. 4.1 – Voie s de production de jauginos au LO.

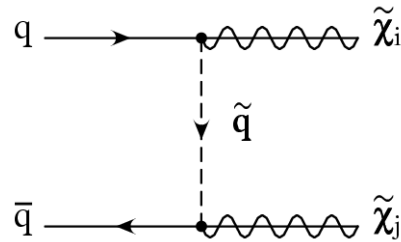
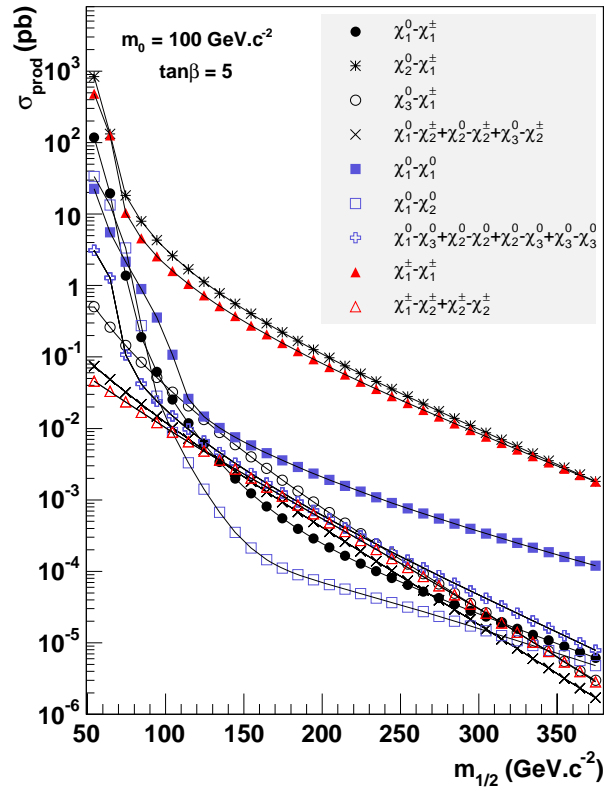


FIG. 4.2 – Voie t de production de jauginos au LO.

La figure 4.3 montre les sections efficaces de production de paires de jauginos lors de la collision $p\bar{p}$, en fonction du paramètre $m_{1/2}$, avec $m_0 = 100 \text{ GeV.c}^{-2}$, $\tan\beta = 5$, et les deux signes de μ .

Sections efficaces de production de paires de jauginos pour $\mu < 0$



Sections efficaces de production de paires de jauginos pour $\mu > 0$

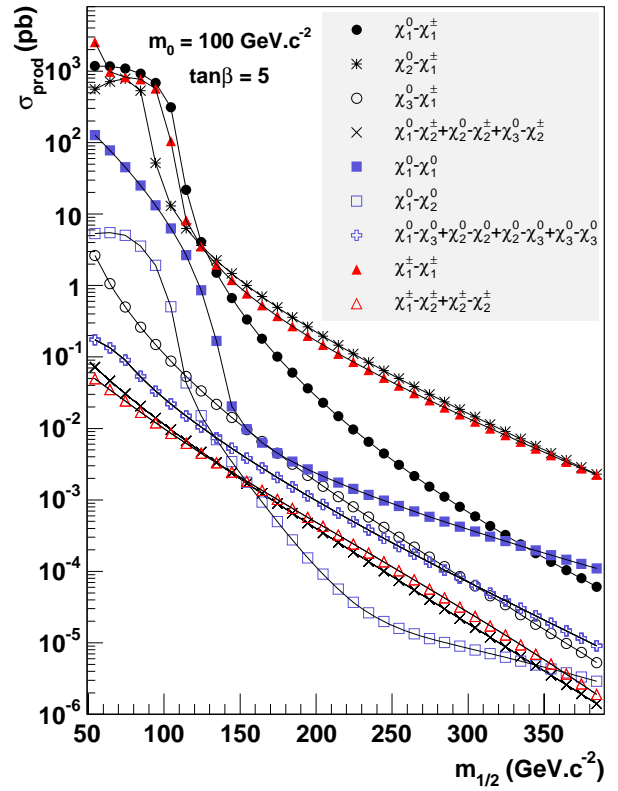


FIG. 4.3 – Sections efficaces de production de paires de jauginos, calculées au LO par SUSYGEN, en fonction de $m_{1/2}$, pour $A_0 = 0$, $\tan\beta = 5$, $m_0 = 100 \text{ GeV} \cdot \text{c}^{-2}$, et $\mu < 0$ (à gauche), $\mu > 0$ (à droite).

Plus $m_{1/2}$ augmente, plus les jauginos sont lourds, et donc leur section efficace de production diminue. On confirme que $\sigma_{\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-} \simeq \sigma_{\tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_2^0} \gg \sigma_{autres}$, sauf à petite valeur de $m_{1/2}$.

On peut se demander pourquoi les paires de jauginos les plus légers ($\tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0$ et $\tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^\pm$) ne contribuent pas plus. L'explication se trouve dans la composition des $\tilde{\chi}_1^0$ et $\tilde{\chi}_1^\pm$: dans la région des paramètres mSUGRA que l'on étudie, c'est-à-dire pour $\tan\beta = 5$, $A_0 = 0$, $m_0 > 100 \text{ GeV.c}^{-2}$, $m_{1/2} > 100 \text{ GeV.c}^{-2}$, et les deux signes de μ , **le $\tilde{\chi}_1^0$ est plutôt photino, le $\tilde{\chi}_2^0$ est plutôt zino, et les $\tilde{\chi}_1^\pm$ sont plutôt winos**. On peut dès lors expliquer pourquoi la production d'une paire de LSP est fortement supprimée : le couplage $Z\gamma\gamma$ est très faible, et un diagramme à 3 photons est interdit.

On remarque en outre que les sections efficaces sont légèrement plus faibles pour $\mu < 0$. Ceci vient du fait que les masses des jauginos sont plus faibles pour $\mu > 0$, donc les paires sont plus faciles à produire. La figure 4.4 permet en effet de comparer les distributions en masse des jauginos les plus légers pour les deux valeurs du signe de μ , en fonction de $m_{1/2}$ et pour $m_0 = 100 \text{ GeV.c}^{-2}$, $\tan\beta = 5$.

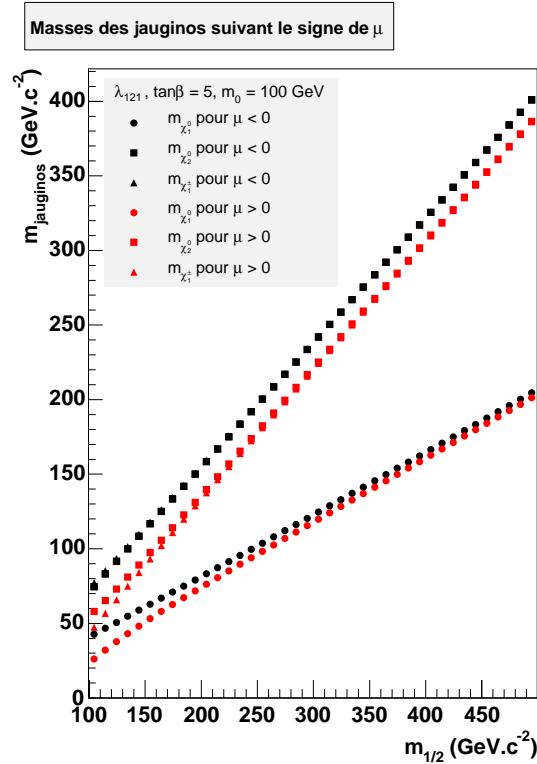


FIG. 4.4 – Masse des jauginos les plus légers en fonction de $m_{1/2}$, pour $A_0 = 0$, $\tan\beta = 5$, $m_0 = 100 \text{ GeV.c}^{-2}$, $\mu < 0$ et $\mu > 0$.

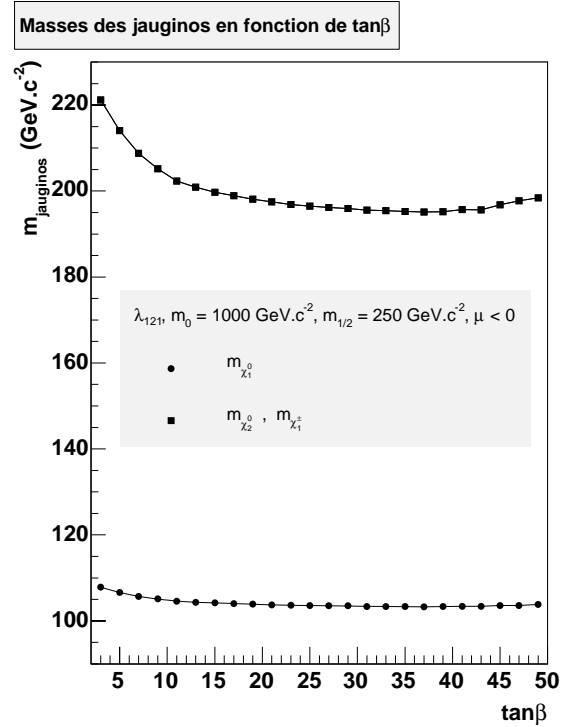


FIG. 4.5 – Masse des jauginos les plus légers en fonction de $\tan\beta$, pour $A_0 = 0$, $m_0 = 1000 \text{ GeV.c}^{-2}$, $m_{1/2} = 250 \text{ GeV.c}^{-2}$, $\mu < 0$.

On notera que pour $m_{1/2} \leq 100\text{-}150 \text{ GeV.c}^{-2}$, les sections efficaces de production sont supérieures au picobarn ; ces régions ont déjà été exclues au LEP (c'est pourquoi on ne s'intéressera plus à cette région dans la suite).

Comme les masses des jauginos ne dépendent pas directement de m_0 , on n'attend pas de variations importantes des sections efficaces de production en fonction de m_0 . La figure 4.6 confirme une quasi-indépendance en fonction de m_0 pour $m_{1/2} = 250 \text{ GeV.c}^{-2}$, $\tan\beta = 5$ et les deux signes de μ .

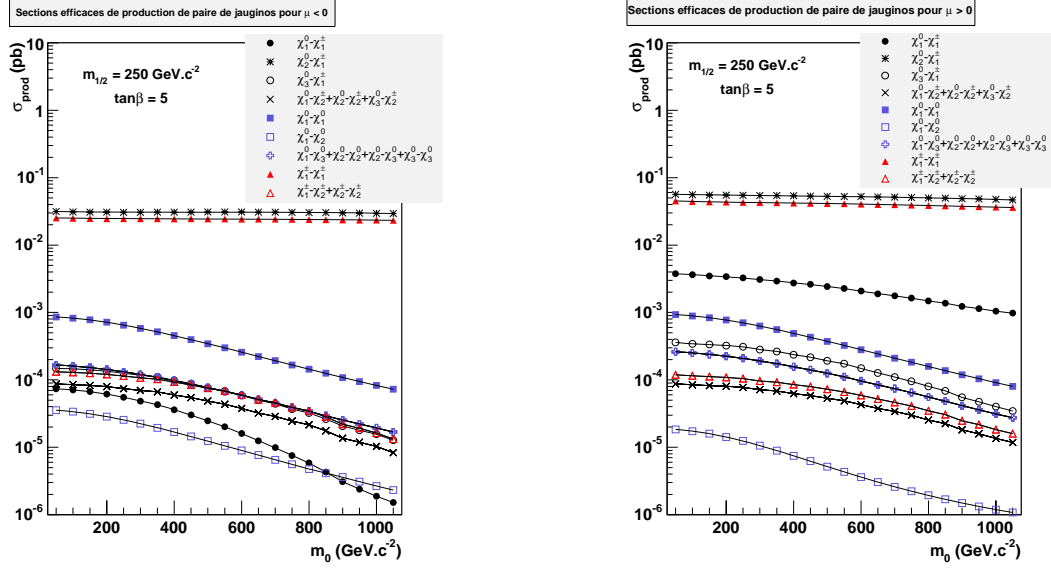


FIG. 4.6 – Sections efficaces de production de paires de jauginos, calculées au LO par SUSYGEN, en fonction de m_0 pour $A_0 = 0$, $\tan\beta = 5$, $m_{1/2} = 250 \text{ GeV.c}^{-2}$, et $\mu < 0$ (à gauche), $\mu > 0$ (à droite).

En outre, les sections efficaces de production ont tendance à augmenter avec $\tan\beta$, cf. figure 4.7. Ceci s'explique par les valeurs des masses des jauginos diminuant en fonction de $\tan\beta$, figure 4.5. Dans la suite, la valeur fixée à $\tan\beta = 5$ reste à priori conservative, et permettra d'étendre le résultat sur la section efficace limite de production de paires de particules SUSY à des plus grandes valeurs de ce paramètre (on vérifiera cependant dans la suite la variation des rapports de branchement des $\tilde{\chi}_2^0$ et $\tilde{\chi}_1^\pm$ en fonction de $\tan\beta$).

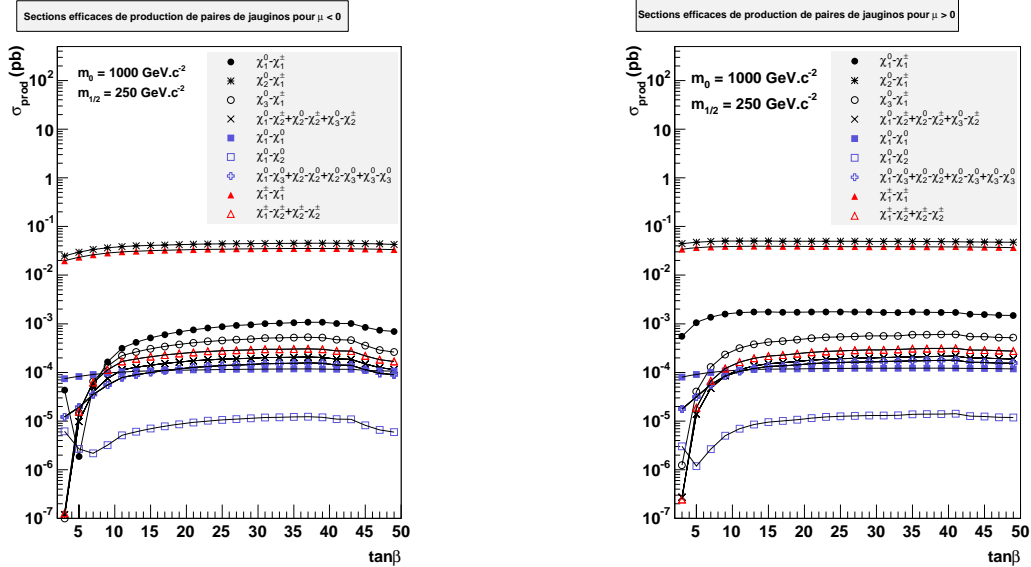


FIG. 4.7 – Sections efficaces de production de paires de jauginos, calculées au LO par SUSYGEN, en fonction de $\tan\beta$ pour $A_0 = 0$, $m_0 = 1000 \text{ GeV.c}^{-2}$, $m_{1/2} = 100 \text{ GeV.c}^{-2}$, et $\mu < 0$ (à gauche), $\mu > 0$ (à droite).

La désintégration des jauginos produits

Les désintégrations des sparticules ont été étudiées en détail pour deux valeurs de m_0 : 100 et 1000 GeV.c^{-2} , en fonction de $m_{1/2}$, pour $\tan\beta = 5$, et les deux signes de μ .

Avant d'étudier les rapports de branchement des $\tilde{\chi}_1^\pm$ et $\tilde{\chi}_2^0$, afin d'en déduire l'état final attendu, on présente figure 4.8 un spectre en masse des sparticules à $m_0 = 100 \text{ GeV.c}^{-2}$, $m_{1/2} = 300 \text{ GeV.c}^{-2}$, $\tan\beta = 5$, $A_0 = 0$, et $\mu > 0$ (à gauche) et à $m_0 = 1000 \text{ GeV.c}^{-2}$, $m_{1/2} = 280 \text{ GeV.c}^{-2}$, $\tan\beta = 5$, $A_0 = 0$, et $\mu < 0$ (à droite).

On vérifie les propriétés énoncées précédemment : par exemple, le stop est plus léger que les autres squarks, $\tilde{\chi}_1^\pm$ et $\tilde{\chi}_2^0$ sont presque dégénérés en masse, et deux fois plus lourds que $\tilde{\chi}_1^0$.

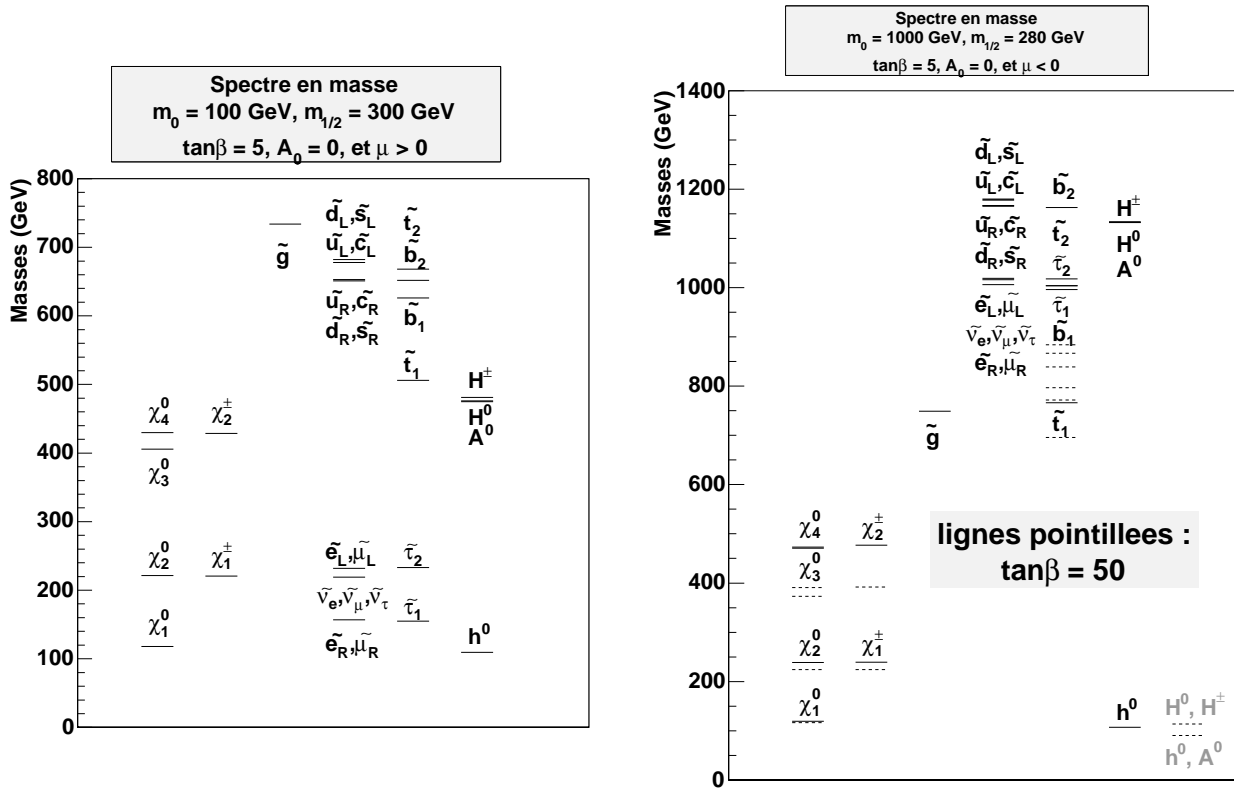


FIG. 4.8 – Spectre en masse des sparticules pour deux point de l'espace des paramètres à $\tan\beta = 5$, $A_0 = 0$. A gauche : $m_0 = 100 \text{ GeV.c}^{-2}$, $m_{1/2} = 300 \text{ GeV.c}^{-2}$ et $\mu > 0$. A droite : $m_0 = 1000 \text{ GeV.c}^{-2}$, $m_{1/2} = 280 \text{ GeV.c}^{-2}$, et $\mu < 0$. Les lignes en pointillés représentent les valeurs des masses si on prend $\tan\beta = 50$ au lieu de 5.

A $m_0 = 100 \text{ GeV.c}^{-2}$, bien que les squarks soient relativement lourds, les sleptons peuvent devenir plus légers que les $\tilde{\chi}_2^0$ et $\tilde{\chi}_1^\pm$. Par contre à $m_0 = 1000 \text{ GeV.c}^{-2}$, les sfermions sont bien plus lourds que les jauginos.

En règle générale, les jauginos peuvent se désintégrer :

- en deux corps : en paire sfermion-fermion dès que le canal est cinématiquement ouvert. Le sfermion ira ensuite en LSP + fermion.
- en trois corps : en jaugino plus léger (LSP dans le cas des $\tilde{\chi}_2^0$ et $\tilde{\chi}_1^\pm$) plus une paire de fermions par l'intermédiaire d'un boson de jauge (W ou Z) sur ou hors couche de masse, ou d'un Higgs, ou en

paire fermion-sfermion hors couche de masse, le sfermion allant ensuite en LSP+fermion.

- directement vers les particules du Modèle Standard, par l'intermédiaire du couplage λ_{21} . Dans le cas du $\tilde{\chi}_1^0$ et du $\tilde{\chi}_2^0$, on obtiendra un état final composé à 50% de $ee\nu_\mu$ et 50% de $e\mu\nu_e$. Dans le cas du $\tilde{\chi}_1^\pm$, on obtiendra un état final composé à 50% de $ee\mu$ et 50% de $e(\mu)\nu\nu$. Le couplage λ_{21} étant faible, ce mode de désintégration sera en général négligeable pour les $\tilde{\chi}_2^0$ et $\tilde{\chi}_1^\pm$.

Sur les figures 4.9 et 4.10, on a représenté les rapports de branchement du $\tilde{\chi}_2^0$ et du $\tilde{\chi}_1^\pm$ pour les deux signes de μ , pour $m_0 = 100 \text{ GeV.c}^{-2}$. Dès qu'un slepton devient léger, il sera produit dans une désintégration à deux corps des $\tilde{\chi}_2^0$ et $\tilde{\chi}_1^\pm$, produisant son lepton associé Modèle Standard, et une autre particule SUSY plus légère. Cinématiquement, il sera en fait difficile de produire autre chose que la LSP : le slepton devenu plus léger que le $\tilde{\chi}_2^0$ ou le $\tilde{\chi}_1^\pm$ sera plus que probablement la deuxième particule SUSY la plus légère (NLSP).

Les masses des particules SUSY impliquées dans la désintégration des $\tilde{\chi}_2^0$ et $\tilde{\chi}_1^\pm$ pour $m_0 = 100 \text{ GeV.c}^{-2}$ sont représentées sur la figure 4.11 en fonction de $m_{1/2}$.

On notera les comportements suivants :

- pour $\mu < 0$:
 - ★ pour $m_{1/2} < 170 \text{ GeV.c}^{-2}$: $\tilde{\chi}_2^0$ et $\tilde{\chi}_1^\pm$ sont les NLSP (pratiquement dégénérées en masse). Dans 3% des cas, le $\tilde{\chi}_2^0$ donnera un état final $\tilde{\chi}_1^0 + e^+e^-$, et dans 10% des cas le $\tilde{\chi}_1^\pm$ donnera un état final $\tilde{\chi}_1^0 + e^\pm + \cancel{E}_T$.
 - ★ pour $170 < m_{1/2} < \simeq 230 \text{ GeV.c}^{-2}$: $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\tau}_1 + \tau$ et $\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow \tilde{\tau}_1 + \nu_\tau$ sont les processus dominants : l'état final aura 2 ou 3 τ en plus des deux $\tilde{\chi}_1^0$.
 - ★ $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow (\tilde{e}, \tilde{\mu})_{R,L}$ et $\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow (\tilde{e}, \tilde{\mu})_L$ n'ont jamais plus de 30% de rapport de branchement.
 - ★ $m_{1/2} > \simeq 230 \text{ GeV.c}^{-2}$: $(\tilde{\chi}_2^0, \tilde{\chi}_1^\pm) \rightarrow \tilde{\nu}_i + (\nu_i, e_i)$: dès que les sneutrinos peuvent être produits, ils emmènent plus de 60% de rapport de branchement.
- pour $\mu > 0$:
 - ★ pour $m_{1/2} < 190 \text{ GeV.c}^{-2}$: $\tilde{\chi}_2^0$ et $\tilde{\chi}_1^\pm$ sont les NLSP (pratiquement dégénérées en masse). Dans 3% des cas, le $\tilde{\chi}_2^0$ donnera un état final $\tilde{\chi}_1^0 + e^+e^-$, et dans 10% des cas le $\tilde{\chi}_1^\pm$ donnera un état final $\tilde{\chi}_1^0 + e^\pm + \cancel{E}_T$.
 - ★ pour $190 < m_{1/2} < \simeq 320 \text{ GeV.c}^{-2}$: $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\tau}_1 + \tau$ est le processus dominant. $\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow \tilde{\tau}_1 + \nu_\tau$ et $\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow f\bar{f}'$ se partagent la largeur de désintégration jusqu'à $m_{1/2} \simeq 250$ puis $\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow f\bar{f}'$ domine.
 - ★ $m_{1/2} > \simeq 320 \text{ GeV.c}^{-2}$: $(\tilde{\chi}_2^0, \tilde{\chi}_1^\pm) \rightarrow \tilde{\nu}_i + (\nu_i, e_i)$: dès que les sneutrinos peuvent être produits, ils emmènent plus de 50-60% de rapport de branchement.

Ces comportements s'expliquent grâce à la nature des $\tilde{\chi}_2^0$ et $\tilde{\chi}_1^\pm$. Le $\tilde{\chi}_2^0$ est plutôt zino : le Z se couple plus faiblement aux particules droites qu'aux particules gauches (ceci provient de sa décomposition en W et B : les particules droites ne se coupleront qu'à la composante B du Z). Ainsi, lorsque le $\tilde{\chi}_2^0$ a le choix entre aller en $\tilde{\tau}_1$, qui est plutôt droit, et en sneutrino ou en sleptons gauches, il ira plutôt dans ces derniers. De plus le couplage du Z aux neutrinos est plus important qu'en leptons chargés (les rapports de branchements respectifs sont de 20 et 3,3%). Il en est de même avec le $\tilde{\chi}_1^\pm$, dont la composante dominante est le wino, qui se couple exclusivement aux particules gauches.

La figure 4.12 résume ces comportements en terme du nombre d'électrons, de muons ou de taus supplémentaires (par rapport aux leptons venant de la désintégration du $\tilde{\chi}_1^0$ en leptons avec le couplage λ_{121}). On reviendra plus en détail là-dessus dans le chapitre 8.

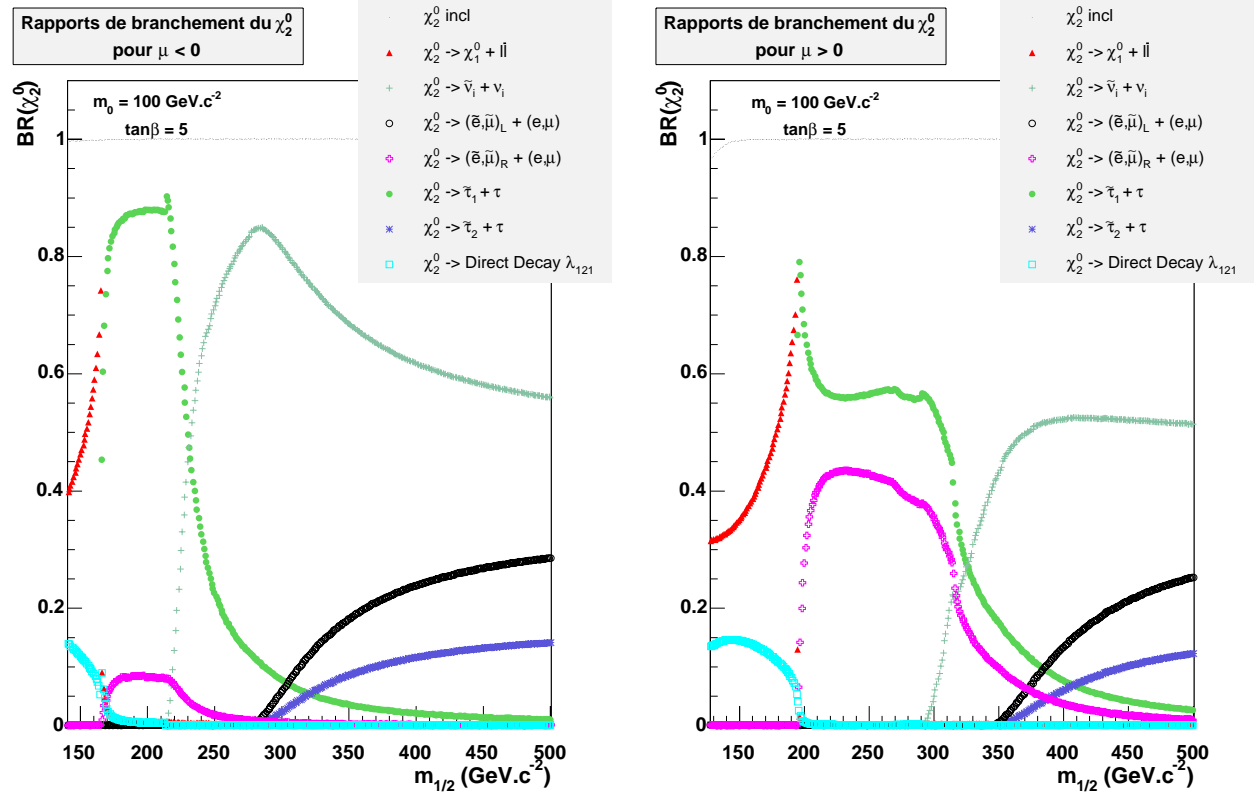


FIG. 4.9 – Rapports de branchement du $\tilde{\chi}_2^0$ en fonction de $m_{1/2}$ pour $m_0 = 100 \text{ GeV.c}^{-2}$, $\tan\beta = 5$, $A_0 = 0$, et $\mu < 0$ (à gauche), $\mu > 0$ (à droite).

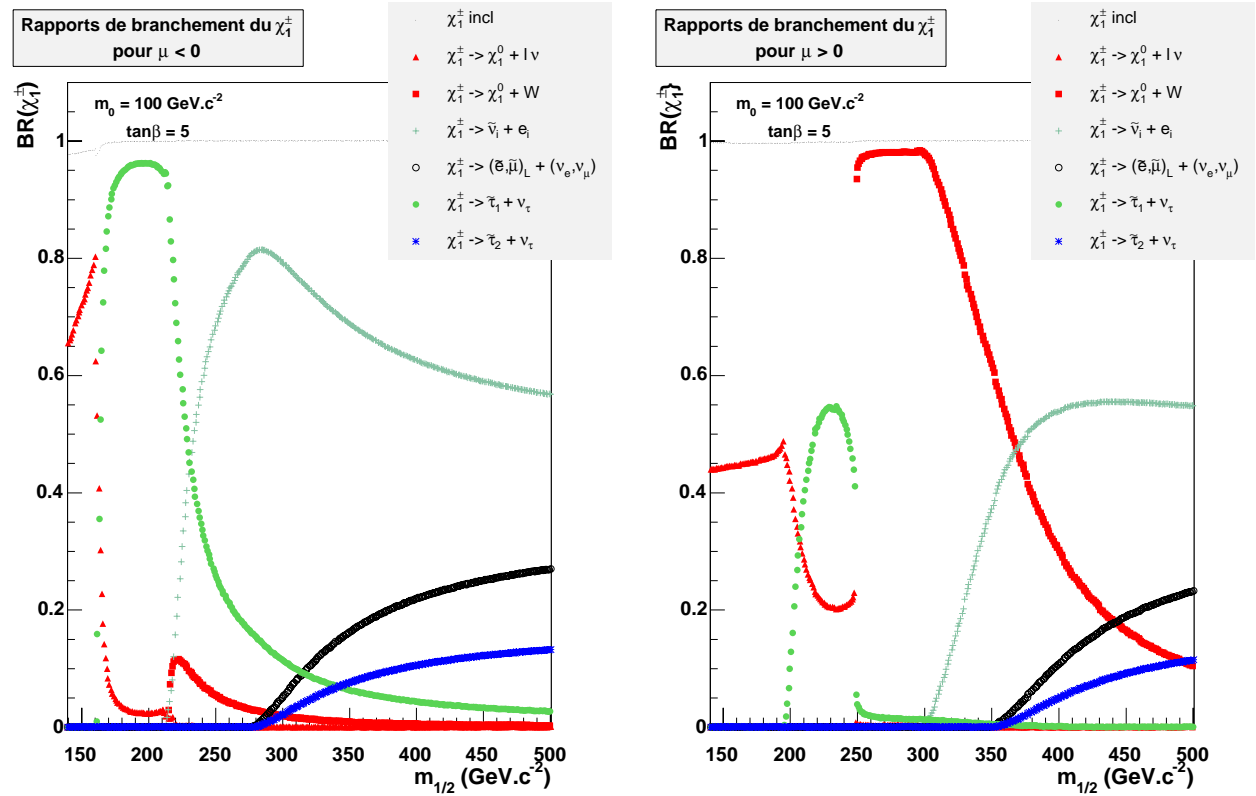


FIG. 4.10 – Rapports de branchement du $\tilde{\chi}_1^\pm$ en fonction de $m_{1/2}$ pour $m_0 = 100 \text{ GeV.c}^{-2}$, $\tan\beta = 5$, $A_0 = 0$, et $\mu < 0$ (à gauche), $\mu > 0$ (à droite).

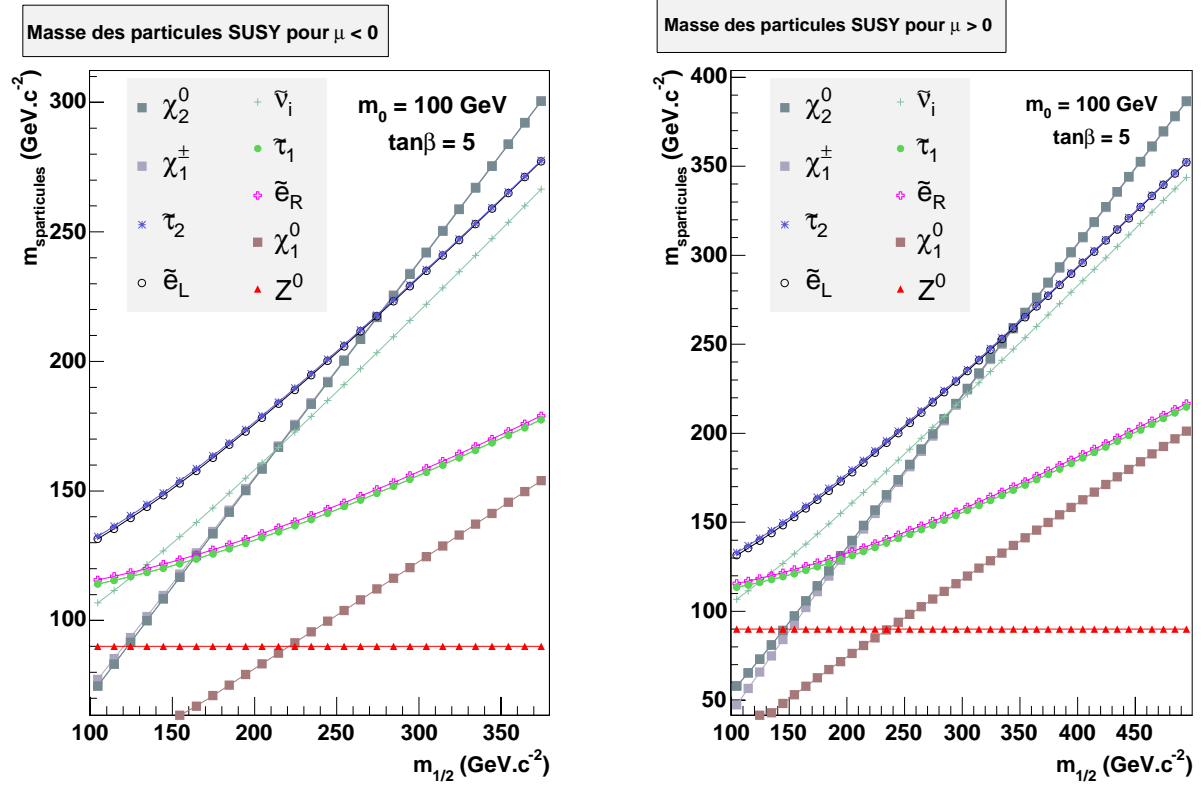


FIG. 4.11 – Masses des particules SUSY en fonction de $m_{1/2}$ pour $m_0 = 100 \text{ GeV.c}^{-2}$, $\tan\beta = 5$, $A_0 = 0$, et $\mu < 0$ (à gauche), $\mu > 0$ (à droite).

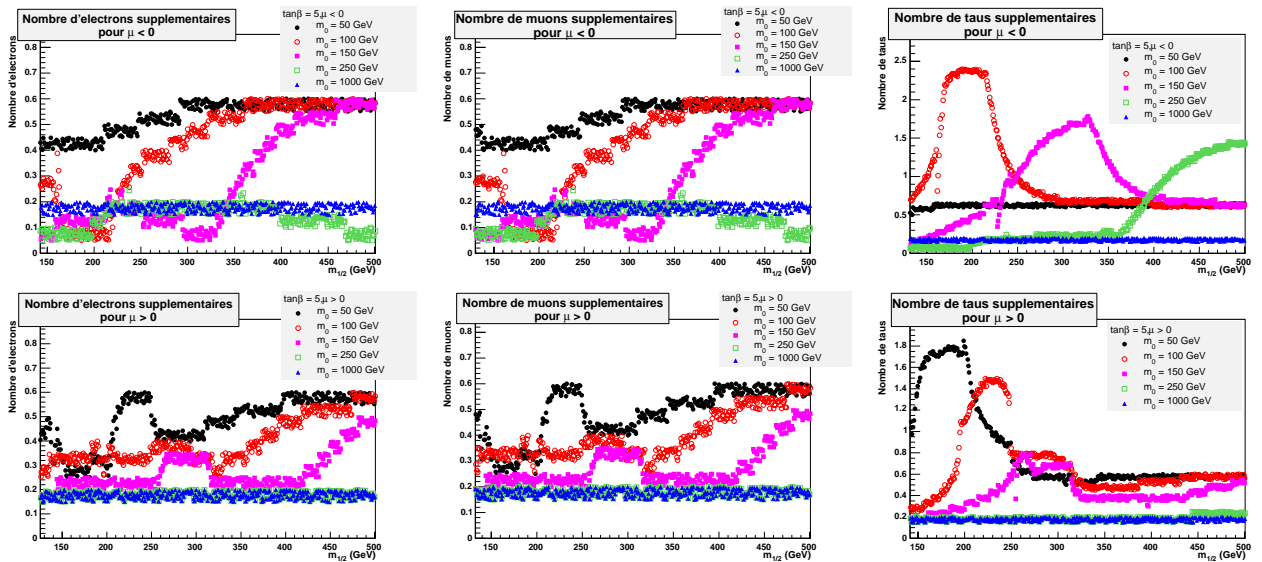


FIG. 4.12 – Multiplicité attendue en électrons (à gauche), en muons (au milieu) et en taus (à droite) supplémentaires (c'est-à-dire venant des désintégrations des $\tilde{\chi}_2^0$ et $\tilde{\chi}_1^\pm$ en $\tilde{\chi}_1^0$ ou en sleptons) en fonction de $m_{1/2}$ pour différentes valeurs de m_0 , $\tan\beta = 5$, $A_0 = 0$, et $\mu < 0$ (en haut), $\mu > 0$ (en bas).

A $m_0 = 1000 \text{ GeV.c}^{-2}$, les sleptons sont beaucoup plus lourds (cf. figure 4.8). Le seul canal de désintégration accessible au jaugino produit est le canal à 3 corps, avec production d'un Z ou d'un W sur leur couche de masse, dès que cela devient cinématiquement possible.

Conclusion sur la phénoménologie attendue

- en mSUGRA, \tilde{t}_1 est le squark le plus léger ;
- les squarks sont plus lourds que les sleptons ;
- $\tilde{\tau}_1$ est le slepton le plus léger ;
- les sfermions gauches sont plus lourds que les sfermions droits ;
- $m_{\tilde{e}_L}^2 - m_{\tilde{\nu}_e}^2 = m_{\tilde{d}_L}^2 - m_{\tilde{u}_L}^2 = -\cos 2\beta m_W^2$, avec $\cos 2\beta < 0$;
- dans mSUGRA, $M_1 \simeq 0,5 M_2$ sous l'hypothèse de l'unification des couplages à l'échelle GUT ;
- $m_{\tilde{\chi}_i^0}$ dépend de M_1, M_2, μ et $\tan\beta$;
- $m_{\tilde{\chi}_i^\pm}$ dépend de M_2, μ et $\tan\beta$;
- $1,2 < \tan\beta < 65$;
- en mSUGRA : $m_{\text{jauginos}}(\mu < 0) > m_{\text{jauginos}}(\mu > 0)$;
- en mSUGRA : $\sigma_{\tilde{\chi}_2^0 \tilde{\chi}_1^\pm} > \sigma_{\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-} \gg \sigma_{\text{autres paires}}$;
- en mSUGRA : $\sigma_{\chi\chi}$ diminue avec $m_{1/2}$, augmente avec $\tan\beta$, et varie très peu avec m_0 .
- en R-parité conservée, les leptons recherchés proviennent de ce que l'on a appelé les leptons supplémentaires, c'est-à-dire ceux provenant des désintégrations de jauge des deux jauginos produits en LSP.
- en R-parité violée, la désintégration des deux LSP par le couplage λ_{121} donnera lieu à 4 leptons chargés dans l'état final, avec 50% de $eee\mu$, 25% de $ee\mu\mu$ et 25% de $eeee$, et deux neutrinos qui interviendront sous forme d'énergie manquante. Dans l'analyse du chapitre 7, on considèrera la perte possible d'un lepton lors du passage dans le détecteur, et au moins deux électrons dans l'état final. On cherchera donc un état final en $ee+x$, avec $x=e$ ou μ , et de l'énergie manquante.

4.2.2 Comparaison des sections efficaces données par différents générateurs

Le tableau 4.3 résume quelques caractéristiques de Susygen, Pythia et Gauginos en matière de calcul de sections efficaces et de masses des jauginos produits.

générateur	calcul des masses	calcul des sections efficaces	
		LO	NLO
Susygen	Suspect v2.31 VERSION PLUS RECENTE : v2.34 (13 mai 2005)	OUI	inexistant
Pythia	Isajet v7.58 VERSION PLUS RECENTE : v7.71 (2005)	OUI	inexistant
Gauginos	calcul interne des RGE RGE INTERNES	OUI	OUI

TAB. 4.3 – Comparaison entre les trois générateur Susygen, Pythia et Gauginos, en terme de calcul des masses des particules SUSY et de calcul des sections efficaces de production LO et NLO de paires de jauginos.

Les évènements ont été générés avec Susygen, le seul générateur actuellement qui inclut un scénario de R-parité violée. Dans la suite, on étudiera d'abord les différences entre les masses et les sections efficaces fournies par les trois générateurs Pythia, Susygen et Gauginos. On parlera ensuite de la procédure choisie afin d'obtenir les sections efficaces au NLO, à partir des sections efficaces LO calculées par Susygen. Enfin,

on étudiera l'effet de l'échelle de renormalisation et de factorisation sur ces sections efficaces NLO.

Concernant les masses de jauginos, Susygen et Pythia donnent des résultats très différents, comme on peut le voir sur la figure 4.13. En moyenne, Pythia donne des masses plus faibles (environ 5 GeV.c^{-2} de moins pour le $\tilde{\chi}_1^0$ et 20 GeV.c^{-2} de moins pour le $\tilde{\chi}_1^\pm$) que Susygen.

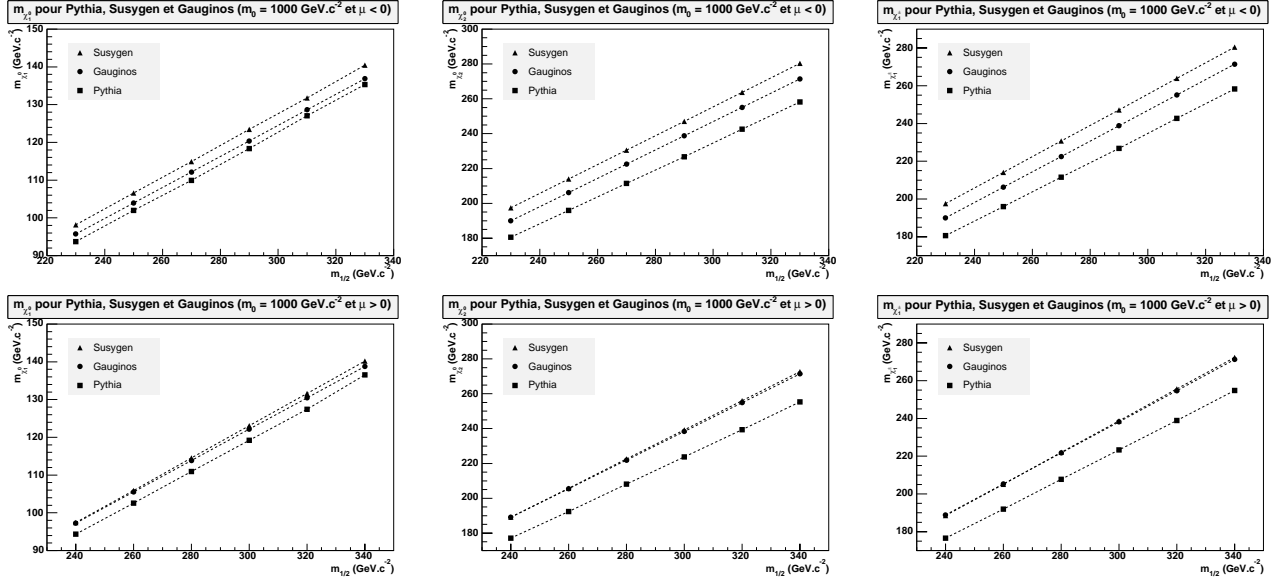


FIG. 4.13 – $mSUGRA$: masses du $\tilde{\chi}_1^0$ (à gauche), du $\tilde{\chi}_2^0$ (au milieu) et du $\tilde{\chi}_1^\pm$ (à droite) calculées par Susygen, par Gauginos et par Pythia, en fonction de $m_{1/2}$, pour le point $m_0 = 1000 \text{ GeV.c}^{-2}$, $\tan\beta = 5$, $\mu < 0$ (en haut) et $\mu > 0$ (en bas).

Dans la collaboration DØ, on utilise généralement Pythia interfacé avec Isajet v7.58 pour les RGE intervenant dans le calcul des masses. Comme la génération des évènements a été faite avec Susygen, par cohérence on préfère garder les valeurs des masses et des sections efficaces calculées par Susygen.

Au premier ordre, la production de paire de jauginos se fait par l'intermédiaire de la voie s (figure 4.1) ou de la voie t (figure 4.2). On va maintenant s'intéresser au calcul des sections efficaces au NLO. Quelques exemples de diagrammes pour les processus à prendre en compte sont présentés figure 4.14.

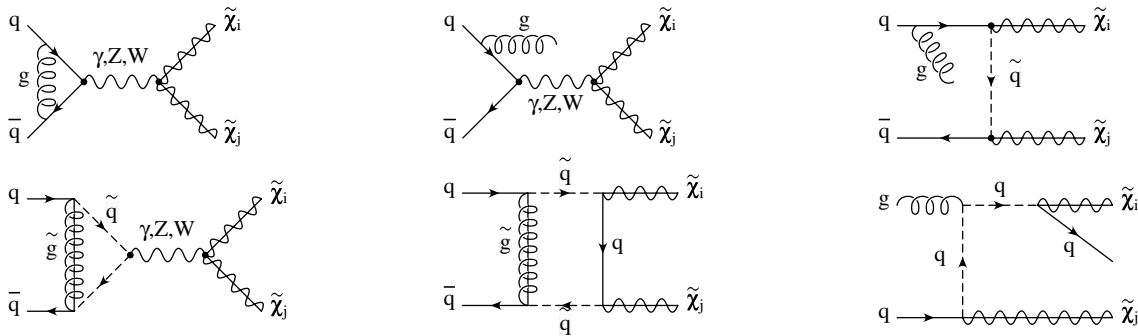


FIG. 4.14 – Quelques exemples de diagrammes de correction NLO à la production de jauginos.

Le programme Gauginos est actuellement le seul à prendre en compte ces corrections radiatives au NLO dans le calcul des sections efficaces de production de paires de jauginos. Gauginos n'est cependant interfacé ni avec Pythia ni avec Susygen pour le calcul des masses, et il donne des résultats encore différents des deux autres générateurs : on ne peut donc pas utiliser la section efficace NLO calculée par Gauginos directement. On peut par contre calculer le facteur $\frac{\sigma_{\text{Gauginos NLO}}}{\sigma_{\text{Gauginos LO}}}$, qui ne varie pas beaucoup en fonction des masses des jauginos.

Les rapports $\frac{\sigma_{\text{susygen LO}}}{\sigma_{\text{gauginos LO}}}$ et $\frac{\sigma_{\text{pythia LO}}}{\sigma_{\text{gauginos LO}}}$ sont montrés figure 4.15 (en lignes pleine et pointillée respectivement) en fonction de $m_{1/2}$ pour les deux valeurs de m_0 étudiées (100 et 1000 $\text{GeV}\cdot\text{c}^{-2}$) et pour les deux signes de μ . Pythia donne des résultats très supérieurs à Gauginos (jusqu'à 40 % de plus), Susygen donne des résultats plutôt inférieurs, voire très inférieurs (jusqu'à 40 % de moins).

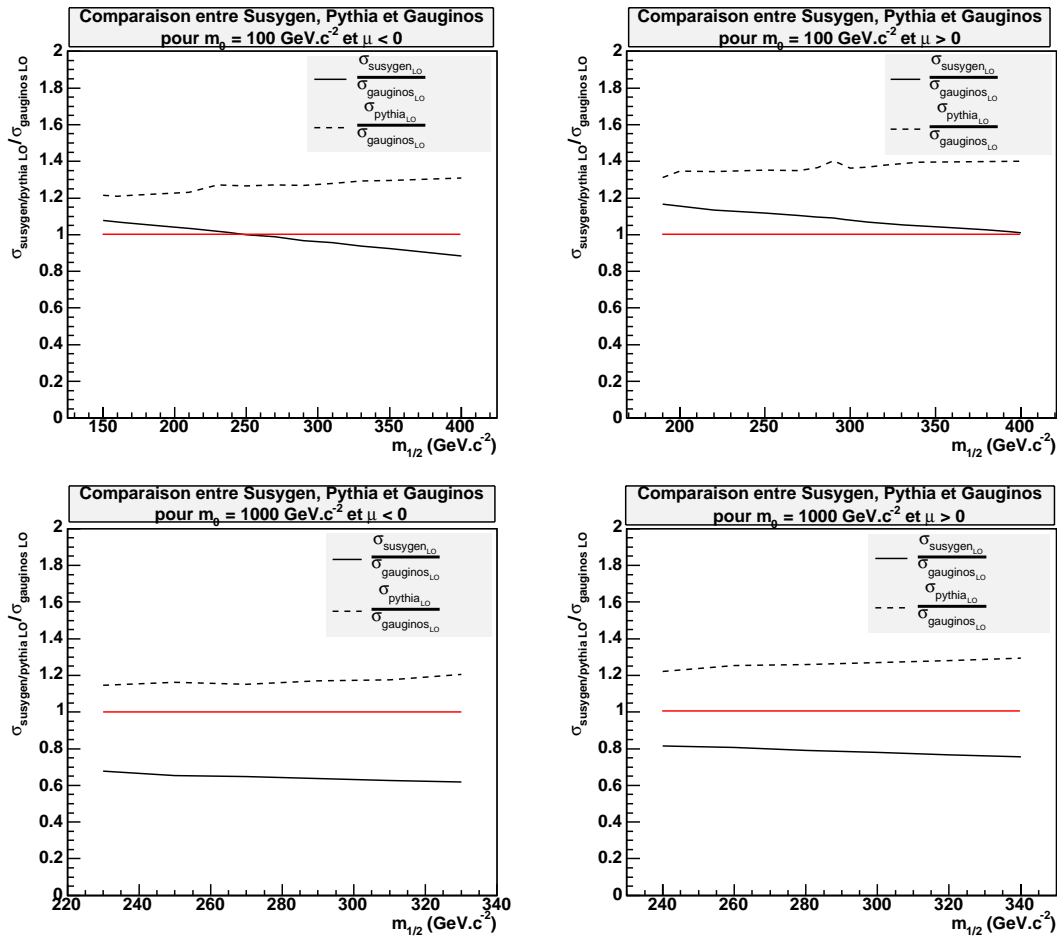


FIG. 4.15 – Comparaisons des sections efficaces LO entre Susygen, Pythia et Gauginos, en fonction de $m_{1/2}$, pour $m_0 = 100$ et $1000 \text{ GeV}\cdot\text{c}^{-2}$ et les deux signes de μ . On a également tracé (en ligne pleine) l'équation $y = 1$, pour référence.

Si l'on compare la section efficace de production au LO en fonction de la masse des jauginos calculée par Gauginos, par Pythia, et par Susygen, on remarque que les courbes de Susygen et de Pythia se superposent en fonction des masses des $\tilde{\chi}_2^0$ et $\tilde{\chi}_1^\pm$, figure 4.16.

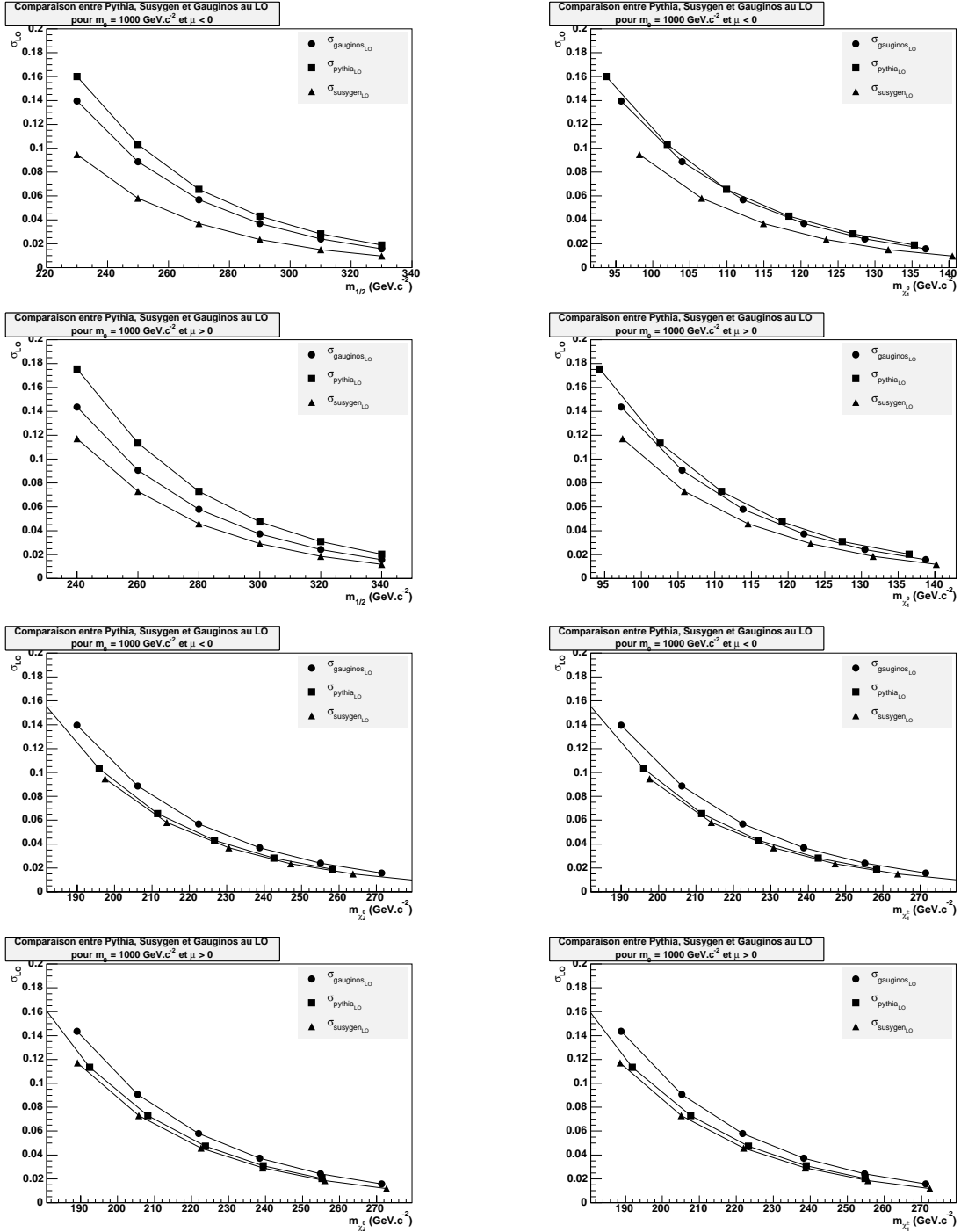


FIG. 4.16 – *mSUGRA* : sections efficace LO totale de production de paires de jauginos en fonction de $m_{1/2}$ (en haut à gauche), et des masses du $\tilde{\chi}_1^0$ (en haut à droite), du $\tilde{\chi}_2^0$ (en bas à gauche) et du $\tilde{\chi}_1^\pm$ (en bas à droite) calculées par Susygen, par Gauginos et par Pythia, pour le point $m_0 = 1000 \text{ GeV.c}^{-2}$, $\tan\beta = 5$, $\mu < 0$ et $\mu > 0$.

A une masse donnée des deux jauginos qui interviennent majoritairement dans le calcul de la section efficace totale de production ($\tilde{\chi}_2^0$ et $\tilde{\chi}_1^\pm$), Pythia et Susygen donnent la même section efficace LO. Ce n'est pas le cas avec Gauginos, qui donne une section efficace plus grande (environ 10% de plus). Par contre Susygen et Pythia n'ont pas le même comportement en fonction de la masse du $\tilde{\chi}_1^0$ tandis que Gauginos s'accorde avec Pythia...

Les différences de masses entre les trois générateurs peuvent s'expliquer par les RGEs, différentes d'un générateur à l'autre. On peut noter que d'après l'un des auteurs de Gauginos [36], ce programme a des RGEs internes peu récentes.

En ce qui concerne les différences de comportement concernant les sections efficaces de production, à l'heure actuelle on ne peut en expliquer la cause.

Pour conclure, on a choisi d'appliquer le k-facteur défini par $\frac{\sigma_{Gauginos_{NLO}}}{\sigma_{Gauginos_{LO}}}$ sur la section efficace LO de Susygen.

Sur la figure 4.17 on a représenté le facteur $\frac{\sigma_{gauginos_{NLO}}}{\sigma_{gauginos_{LO}}}$ en fonction de $m_{1/2}$ pour les deux valeurs de m_0 étudiées (100 et 1000 $\text{GeV}\cdot\text{c}^{-2}$) et les deux signes de μ .

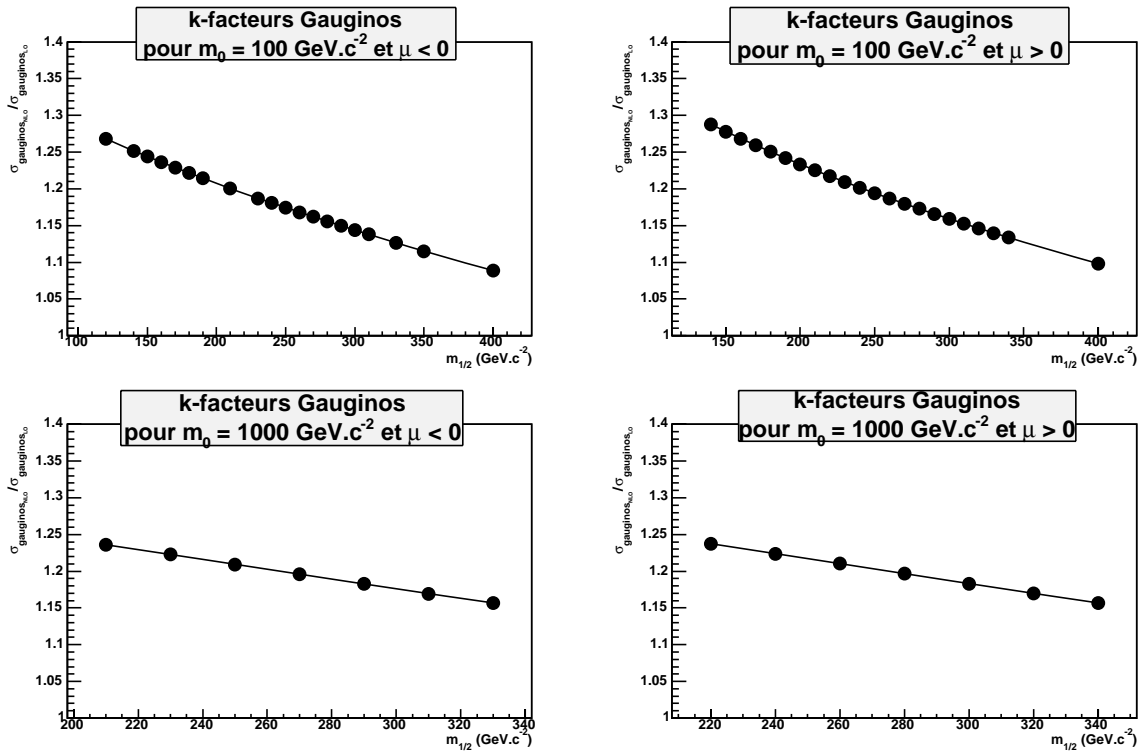


FIG. 4.17 – Facteur de correction dû aux effets NLO à appliquer aux sections efficaces LO, calculé par Gauginos en fonction de $m_{1/2}$, pour $m_0 = 100$ et $1000 \text{ GeV}\cdot\text{c}^{-2}$ et les deux signes de μ .

La valeur du k-facteur diminue quand la masse des jauginos augmente : cela s'explique naturellement par le fait que les corrections NLO sont liées au couplage fort, couplage d'autant plus important que l'énergie est faible. Pour $\mu > 0$, les k-facteurs sont légèrement plus grands : c'est lié au fait que les masses des jauginos sont légèrement plus faibles que pour $\mu < 0$. Entre $m_0 = 100$ et $1000 \text{ GeV}\cdot\text{c}^{-2}$, on observe une augmentation du k-facteur due à l'augmentation de la masse des squarks intervenant dans le calcul des corrections NLO.

Enfin, on étudie l'effet de l'échelle de renormalisation et de factorisation sur le résultat NLO de Gauginos : la figure 4.18 montre les sections efficaces calculées par Gauginos au NLO avec les échelles $m/2$, m

et $2m$. m est définie comme la demi-somme des masses des deux jauginos produits.

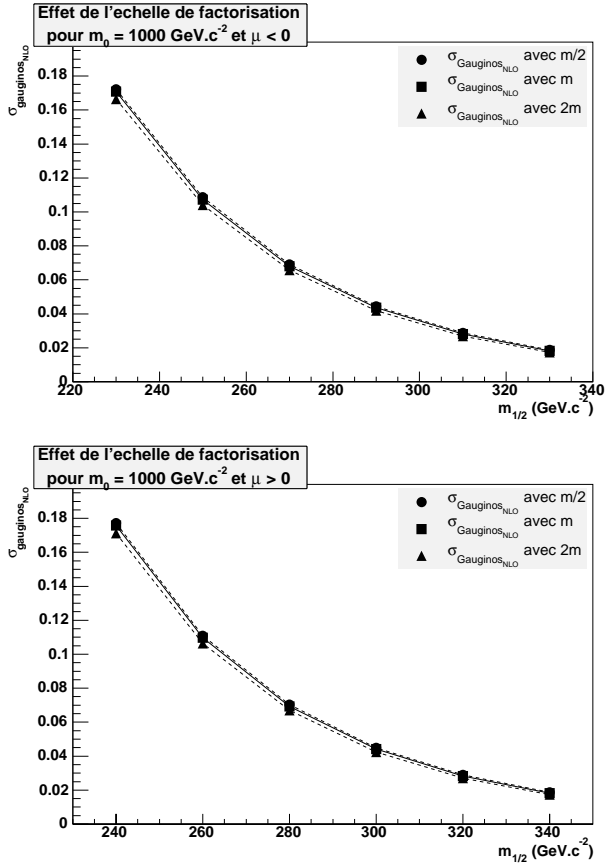


FIG. 4.18 – Section efficace de production de paires de jauginos pour des échelles de renormalisation et de factorisation fixées à m , $m/2$ et $2m$, calculées par Gauginos, en fonction de $m_{1/2}$, pour $m_0 = 1000 \text{ GeV.c}^{-2}$ et les deux signes de μ .

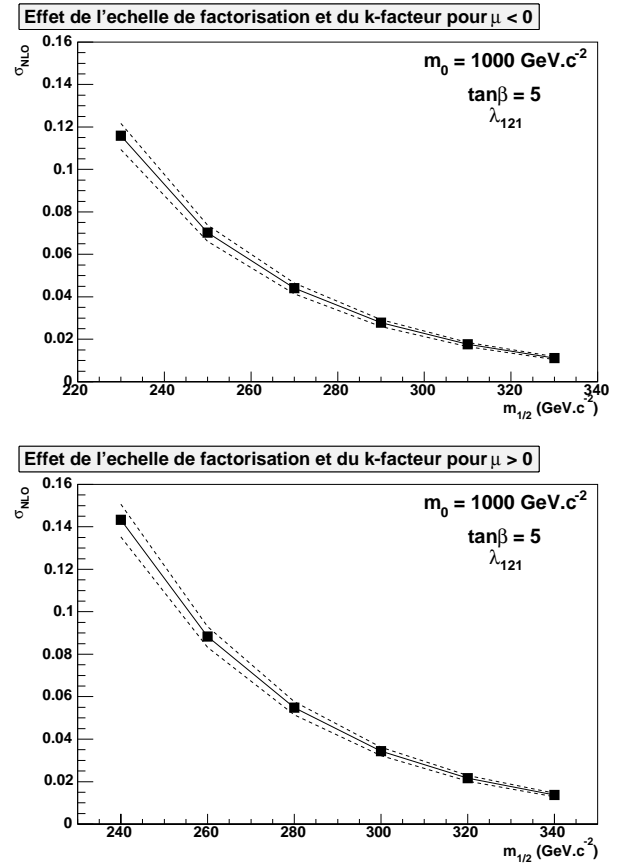


FIG. 4.19 – $m\text{SUGRA}$: section efficace σ_{NLO} en fonction de $m_{1/2}$, pour $m_0 = 1000 \text{ GeV.c}^{-2}$ et les deux signes de μ . Les erreurs sont dues à l'erreur sur les PDF (5%), et à l'erreur due à l'échelle de renormalisation et de factorisation.

En résumé : on utilise les masses de jauginos calculées par SUSPECT, et la section efficace LO calculées par Susygen, multipliée par le k-facteur $\frac{\sigma_{\text{Gauginos}_{\text{NLO}}}}{\sigma_{\text{Gauginos}_{\text{LO}}}}$. On appellera σ_{NLO} cette section efficace NLO. Elle hérite des erreurs dues à l'échelle de renormalisation et de factorisation sur $\sigma_{\text{Gauginos}_{\text{NLO}}}$ seulement (ces erreurs se compensent dans le rapport $\sigma_{\text{Susygen}_{\text{LO}}} / \sigma_{\text{Gauginos}_{\text{LO}}}$, c'est pourquoi on n'a pas explicitement étudié l'effet de l'échelle sur ces dernières).

L'erreur due aux incertitudes sur les fonctions de distribution de partons (PDF) a été prise constante à 5% [37]. La figure 4.19 montre la section efficace σ_{NLO} en fonction de $m_{1/2}$ avec son erreur. L'erreur représentée est la somme quadratique des erreurs dues aux échelles de renormalisation et de factorisation, calculées par rapport à la valeur de référence à l'échelle m , et de l'erreur due aux PDF.

Chapitre 5

La reconstruction des objets

Nous aborderons dans ce chapitre les méthodes utilisées pour identifier les particules dans le détecteur, puis pour reconstruire et enfin corriger si nécessaire les grandeurs physiques associées.

5.1 La prise de données, réelles ou simulées

5.1.1 Le système de déclenchement

La toute première identification commence par le système de déclenchement [10] (appelé aussi trigger). Du fait de la luminosité instantanée importante et du taux de croisement des faisceaux de 396 ns, on pourrait observer plus de 2 millions d'évènements par seconde. La plupart étant inintéressants (collisions élastiques), le but du système de déclenchement est de ne sauvegarder que les évènements les plus pertinents. On doit réduire le flux de données à une cinquantaine d'évènements par seconde, qui est le maximum que peut supporter le système de stockage sur bande. Les triggers sont séparés en 3 niveaux, notés L1, L2 et L3. Le système de trigger ainsi que le système d'acquisition des données sont contrôlés par ce qu'on appelle le «trigger framework», noté TFW, ou unité centrale, qui permet de centraliser et distribuer les informations entre les sorties des détecteurs et les niveaux L1, L2 et L3, via des câbles appelés SCL (Serial Command Link).

Le premier niveau de déclenchement, ou L1, est basé sur quatre détecteurs ayant un temps de réponse rapide : le CTT (Central Track Trigger), le calorimètre, les détecteurs de muons, et le FPD (Forward Proton Detector). Au total, ces 4 détecteurs donneront lieu à 128 «mots» OUI/NON.

Concernant le CTT, le système utilise les informations délivrées par les fibres axiales du CFT, du CPS, et du FPS. Les fibres scintillantes sont regroupées en secteurs, et interrogées : on demande dès ce niveau une certaine quantité d'impulsion transverse pour la trace. Les traces sont reconstruites en essayant d'associer les coups dans les fibres avec environ 20 000 équations prédéfinies pour des traces de $p_T > 1,5 \text{ GeV.c}^{-1}$. L'information est en outre rendue accessible aux détecteurs de muons, et au SMT. C'est aussi à ce niveau que l'on associe la trace avec un éventuel dépôt d'énergie dans le détecteur de pied de gerbe. Les informations des fibres stéréo du CPS commencent également à être traitées, mais ne participeront pas à la décision finale L1. Le CTT a moins de $2,5 \mu\text{s}$ pour fournir sa réponse à l'unité centrale.

Concernant le calorimètre, les cellules sont lues par tours pseudo-projectives de dimension $0,2 \times 0,2$ en (η, ϕ) , pour les parties EM (1280 tours : 40 divisions en $\eta \times 32$ en ϕ , mais la couverture utilisée effectivement est $|\eta| < 3,2$) ou CH (1280 tours). Les variables utilisées sont l'énergie transverse EM et la somme des

énergies transverses EM+CH, qui sont comparées à des seuils prédéfinis. On utilise aussi des regroupements de 4×8 tours de triggers en (η, ϕ) , afin d'avoir des dimensions comparables à celles des jets. Le temps de réponse est le plus lent : c'est le système limitant le temps de réponse du niveau 1 : environ $4,2 \mu\text{s}$. L'électronique du détecteur doit donc être capable de stocker l'information provenant de tous les sous-détecteurs pendant les $4,2 \mu\text{s}$ nécessaires au niveau 1 pour donner sa réponse.

Le système des triggers muons utilise l'information des chambres à fils, des scintillateurs et du CTT. Les détecteurs sont séparés en 3 parties (centre, nord et sud), chacune divisée en octants. Deux types d'information sont traités : l'association des coups dans les scintillateurs avec une trace du CTT, et la confirmation de coups dans les scintillateurs avec l'information des chambres à fils pour les 3 couches de détection. On demande des seuils en p_T (à peu près 1.5, 3, 5, et $10 \text{ GeV} \cdot c^{-1}$), et des critères plus ou moins contraignants sur les réponses des détecteurs (couche A seulement, ou couches A et B). Il y a également des triggers basés uniquement sur l'information des scintillateurs. Au total, le temps de calcul ne dépasse pas 550 ns. Le temps de réponse du niveau L1 pour les muons est de $3,2 \mu\text{s}$, dicté par le CTT, et les PDTs (chambres à fils dans la partie centrale des détecteurs de muons).

Le FPD est utilisé pour détecter les interactions diffractives : les détecteurs sont placés près de l'axe du faisceau, des deux côtés du point d'interaction, et à plus de 10 m du centre du détecteur DØ. La décision L1 est prise en fonction du nombre de coïncidences dans les différentes couches du détecteur.

Si les critères L1 sont remplis, l'évènement est numérisé, puis confié à une série de 16 buffers en attendant la décision du niveau 2 (L2). Au total, le flux de données entre L1 et L2 ne doit pas dépasser 10 kHz. En pratique, il est d'environ 2 kHz.

Le but de L2 est de réduire le flux de données d'un facteur 10, en moins de $100 \mu\text{s}$, en utilisant plus d'informations délivrées par les différents détecteurs, ainsi qu'en faisant des corrélations entre les sorties des différents détecteurs. En particulier, le SMT est utilisé par l'intermédiaire du STT (Silicon Trigger Tracker). Il permet de reconstruire les traces avec une plus grande précision, et de reconstruire des vertex secondaires pour signer par exemple la présence de particules de longue durée de vie, comme les mesons B.

La figure 5.1 détaille le principe de fonctionnement des 2 premiers niveaux de déclenchement [38].

Lorsque le niveau 2 donne son accord, l'évènement est transmis au niveau 3, à l'aide de câbles Ethernet ayant une bande passante de $250 \text{ Mo} \cdot \text{s}^{-1}$. Au total, il y a 63 cartes VME comme celle représentée figure 5.1 en bout de chaîne. Chacune contient entre 1 et 20 ko de données, distribuées parmi les modules VME. Le SBC a pour but de lire l'information de ces modules, et de les transmettre à une ferme d'ordinateurs dédiée au L3. Les données d'un même évènement sont traitées par un processeur unique. Un évènement représente en moyenne 250 ko de données.

Au niveau L3, les données des détecteurs sont partiellement reconstruites en utilisant les mêmes codes de reconstruction que dans les futures analyses. On applique une série de filtres, demandant des objets identifiés, voire des corrélations entre les objets (masses invariantes, etc...). Le temps typique de traitement du L3 est de 100 ms. En sortie, le taux d'évènements est de 50 Hz. L'évènement passant la sélection L3 est écrit sur bande, et conservé pour une reconstruction complète, dite «offline».

En début de phase de prise de données (après injection des protons et des antiprotons dans le Tevatron), les faisceaux sont à leur maximum d'intensité, ce qui résulte en une grande luminosité instantanée (au 29 avril 2005, le record était de $11,45 \times 10^{31} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ [39]). Afin de conserver le taux d'évènements enregistrés à 50 Hz, pour certains triggers on ne garde qu'une fraction des évènements. On parle de «prescale». Cette fraction est tabulée par trigger en fonction de la luminosité instantanée, et en fonction de demandes

Lecture et stockage des données, de la sortie du détecteur au système L3

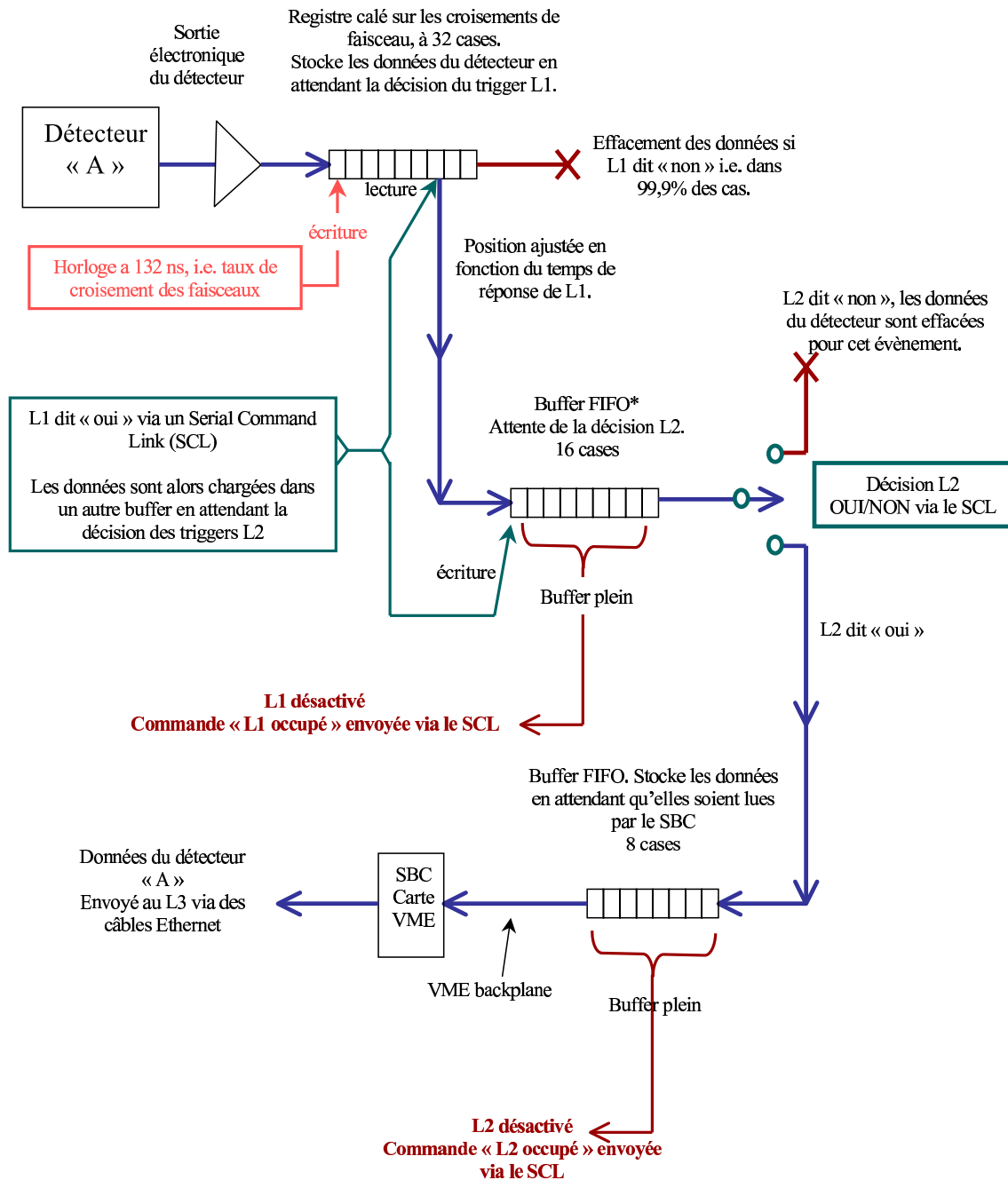


FIG. 5.1 – Systèmes de déclenchement de niveau 1 et 2.

* *FIFO* signifie *First IN First OUT* : les données sont lues dans leur ordre d'arrivée. *SBC* signifie *Single Board Computer*, c'est une unité CPU.

extérieures : s'il s'agit de données dédiées à la calibration, les critères ne seront pas les mêmes que s'il s'agit de données dédiées à des analyses de physique. Les critères L3 sont en perpétuelle évolution, et deviennent de plus en plus stricts à mesure que de nouveaux records sont enregistrés. On a donc plusieurs versions de listes de triggers. Dans la période de données que l'on étudiera dans la suite, les listes vont de v8 à v13 [40].

Enfin, parmi les différentes configurations du détecteur dans lesquelles on prend des données, on peut distinguer :

- les «minimum bias» : cela correspond aux croisements de faisceaux pour lesquels les triggers FPD détectent un signal en coïncidence entre les détecteurs Nord et Sud.
- les «zero bias» : on demande juste un croisement de faisceau, au sens : horloge du Tevatron. On enregistre tout ce qui se passe dans le détecteur lorsqu'il n'y a pas de collision réelle, mais en mettant le détecteur exactement dans les conditions d'une prise de données avec réel croisement de faisceaux.

5.1.2 Le traitement des données

Les données sont classées en évènement, correspondant à un unique croisement de faisceau. L'ensemble des évènements pris en continu avec la même configuration du détecteur et des triggers s'appelle un «run». L'ensemble des runs pris avec les mêmes faisceaux de protons et d'antiprotons (dont la luminosité instantanée faiblit au cours du temps) s'appelle un «store».

La reconstruction des données brutes passe par une série de logiciels écrits en C++, et structurés en classes : l'EDM [41] (Event Data Model). L'étape suivante est assurée par le DØ Object Model [42] (DOOM), qui permet par exemple de rassembler les différentes classes en objets physiques.

Des données comme la polarité du champ magnétique, ou les constantes de calibration utilisées sont inscrites dans une base de données appelée ORACLE [43], indépendamment de l'information des détecteurs.

5.1.3 La simulation des évènements

On s'intéresse maintenant à la procédure employée pour générer des évènements, simuler leur interaction dans le détecteur et aboutir au même format de données que celles réellement enregistrées lors des collisions.

La première étape consiste à générer un certain état final d'un processus physique potentiellement réalisé lors de la collision $p\bar{p}$. Les codes que l'on a utilisés sont PYTHIA [35] et SUSYGEN [30]. Les autres générateurs principalement utilisés par DØ sont ISAJET [44], HERWIG [45], ALPGEN [46].

Six sous-étapes sont nécessaires :

1. la collision dure est générée, ici entre le proton et l'antiproton ; pour cela, il faut connaître les fonctions de distributions de partons (bibliothèque PDFLIB [47]). On en déduit les caractéristiques des deux partons qui vont interagir.
2. les corrections radiatives de QCD sont ajoutées pour l'état initial, et après interaction pour l'état final. On parle de ISR (Initial State Radiation) et de FSR (Final State Radiation).
3. les partons produits sont alors habillés en hadrons. On parle d'hadronisation. Les approches utilisées sont assez différentes d'un générateur à l'autre.
4. les particules ayant une durée de vie inférieure à 10^{-12} s sont désintégrées.
5. la dernière étape consiste à hadroniser également les partons «spectateurs», c'est-à-dire ceux qui n'ont pas été directement impliqués dans la collision.

6. concrètement, en sortie des générateurs on obtient une liste de quadrivecteurs pour toutes les particules produites.

La deuxième étape est la simulation du passage des particules générées dans le détecteur. Basé sur le programme GEANT v3.21 [48], l'exécutable s'appelle DØgstar [49], et permet d'avoir le résultat au format DØOM utilisé pour les données réelles.

La troisième étape, assurée par DØSim [50], consiste à reproduire exactement ce qui se passerait dans l'électronique du détecteur au passage d'une vraie particule. Le bruit électronique est pris en compte, ainsi que les inefficacités éventuelles du détecteur, et les interactions multiples.

5.1.4 La reconstruction des évènements

Pour les évènements réels comme simulés, la prochaine étape consiste à reconstruire des grandeurs physiques, par l'intermédiaire du code de reconstruction «offline», appelé DØRECO [51]. Ce dernier utilise en entrée les informations brutes au format EDM, répertoriées en «Raw Data Chunks» (chaque chunk, ou bloc, contient l'information associée à un détecteur). Il fournit en sortie des blocs correspondant aux objets physiques, sous forme de Thumbnail [52], ou TMB (format compact ($1/10^{me}$ du total)), contenant un résumé des informations nécessaires pour une analyse standard, et sous forme de DST (format abandonné après le shutdown de l'automne 2004, au profit des TMB++), plus complet. Les données reconstruites, réelles ou simulées, sont stockées dans un système appelé SAM [53] (Sequential Access via Meta-data).

En résumé, pour les données réelles on récupère l'information des détecteurs sous forme de signaux électroniques, pour les évènements qui ont été validés par les 3 niveaux du système de déclenchement. Pour le Monte Carlo, on simule les processus jusqu'à l'obtention du même format que pour les données réelles. On reconstruit alors des clusters, puis des traces complètes, ensuite les vertex primaires et éventuellement secondaires de l'évènement, enfin des particules bien identifiées. C'est cette dernière étape que nous allons détailler dans la partie suivante, et qui est commune aux données réelles et à la simulation Monte Carlo.

5.2 Identification et reconstruction des objets physiques

5.2.1 Reconstruction des objets dans les calorimètres électromagnétiques et hadroniques

Les électrons et les jets sont d'abord reconstruits par le même algorithme, appelé S-cone [54] (simple cone). Il existe un autre algorithme, appelé cellNN¹ [55], peu utilisé et que nous ne détaillerons pas ici.

S-cone est un algorithme itératif :

- on identifie la cellule ayant l'énergie transverse la plus grande. Elle servira de base pour construire un cône de rayon $\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2} = 0,5$ pour les jets, et 0,2 pour les objets électromagnétiques. L'axe de référence initial de cet objet est donné par la droite reliant le centre du détecteur à la cellule de départ.
- On définit un nouvel objet ayant comme énergie transverse

$$E_{T_{new}} = \sum_{i : cellule \in cône} E_{T_i},$$

¹CellNN utilise le principe suivant : les dépôts sont d'abord reconstruits couche par couche, avec comme principe que deux cellules EM voisines doivent avoir une face en commun (et pas seulement un coin, comme c'est la cas pour les cellules hadroniques). Les dépôts identifiés dans la couche EM3 servent alors de base à la construction de dépôts globaux.

et comme coordonnées pondérées

$$\eta_{new} = \frac{\sum_{i \in \text{cône}} E_{T_i} \eta_i}{E_{T_{new}}} \quad , \text{ et } \phi_{new} = \frac{\sum_{i \in \text{cône}} E_{T_i} \phi_i}{E_{T_{new}}}.$$

Si l'axe de référence ainsi défini de ce nouvel objet est compris dans un cône de $\Delta R = 0,001$ centré sur l'axe de départ, alors on dit que l'axe est «stable» : on a trouvé un «proto-jet», et l'ensemble des cellules du calorimètre qu'il contient est appelé cluster, ou gerbe.

- Si ce n'est pas le cas, on redéfinit un cône autour du nouvel axe de référence, et on réitère la procédure jusqu'à avoir un axe stable.
- On recommence le processus avec toute cellule dépassant un certain seuil en énergie transverse (0,5 GeV), et qui ne serait pas déjà contenue dans un proto-jet.
- Les candidats potentiels sont ensuite les clusters ayant au moins 1,5 GeV d'énergie totale pour des candidats électromagnétiques, et 8 GeV pour des candidats jets.
- Dans le cas où plusieurs cellules sont communes à deux proto-jets : si l'énergie en commun est au moins égale à la moitié de l'énergie du proto-jet le moins énergétique, on assemble les cellules des deux proto-jets en un seul et on réitère la procédure de cône. Sinon, on sépare les deux jets, en attribuant les cellules en commun au jet d'axe le plus proche des cellules en question.

Remarque : avant de commencer la recherche de proto-jets, on s'assure que la cellule de base n'est pas une cellule ne contenant que du bruit, grâce à deux algorithmes : NADA [56] (New Anomalous Deposit Algorithm), et récemment T42 [57]. On distingue différentes sources de cellules de bruit :

- les cellules très chaudes, liées à des problèmes de détecteurs, ou à des interactions non désirées dans le tube à vide. Elles ont typiquement une énergie supérieure à 1 GeV, et sont éliminées par NADA au tout début de la phase de reconstruction, si elles sont isolées ;
- les cellules chaudes, caractérisées par une énergie de l'ordre de 100 MeV, souvent rassemblées en une zone chaude : elles sont donc indétectables par NADA. Elles peuvent être dues à un problème du détecteur, ou à une mauvaise soustraction des piédestaux. En terme de σ (dispersion en énergie d'une cellule, cf. §2.2), le seuil de ces cellules est supérieur à 4 ou 5 σ après soustraction des piédestaux. Elles peuvent être traitées par un algorithme basé sur le taux d'occupation des cellules.
- les cellules normales, d'énergie inférieure à 4 ou 5 σ . T42 intervient à ce niveau, avec le même type de fonctionnement que NADA. Une cellule est considérée comme du signal si elle a un seuil en énergie $> 4\sigma$. Une cellule normale est rejetée si aucune de ces voisines n'est une cellule de signal, ou alors si elle a une énergie négative. Dans l'analyse du chapitre 7, T42 n'a pas été utilisé : il était encore en phase de test. Il fait cependant maintenant partie du code de reconstruction.

Un électron, caractérisé par un dépôt d'énergie dans le calorimètre, est dans un premier temps identifié comme un jet. Dans la suite, nous allons voir sur quels critères on se base pour séparer un électron d'un jet.

5.2.2 Les électrons

Du fait de la couverture en η du CFT, les électrons ne seront bien reconstruits que dans la zone $|\eta_{det}| < 2,5$. On parle de cluster électromagnétique si plus de 90% de l'énergie du proto-jet associé a été déposée dans le calorimètre électromagnétique [58].

Ceci permet de définir le premier critère d'identification d'un électron : la fraction électromagnétique

$f_{EM} = \frac{E_{EM}}{E_{tot}} > 0,9$, représentée figure 5.2 pour des électrons du Z générés avec PYTHIA et reconstruits par le code de reconstruction de DØ. L'énergie d'un électron E_{EM} est définie par la somme des énergies dans les couches EM1 + EM2 + EM3 + EM4 + FH1 (+ PS lorsque le détecteur de pied de gerbe sera utilisé).

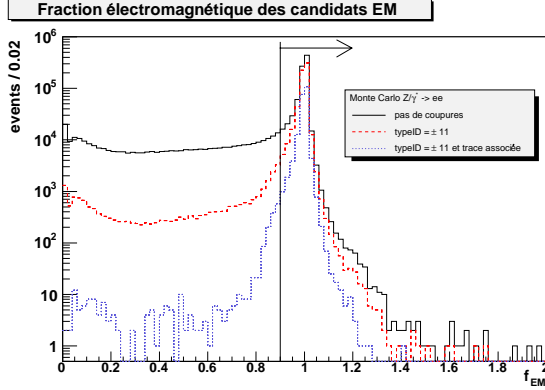


FIG. 5.2 – Fraction électromagnétique des candidats EM dans une sélection d'électrons d'un échantillon Monte Carlo de Z.

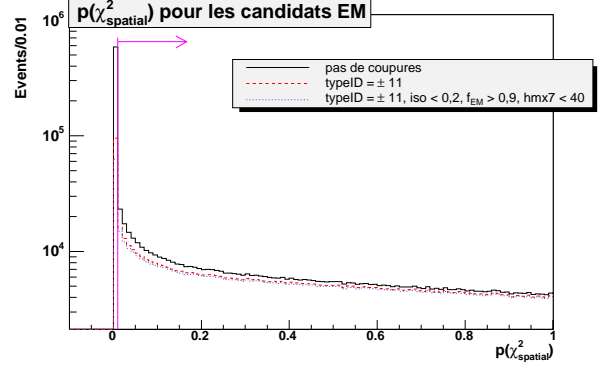


FIG. 5.3 – Probabilité d'association spatiale d'une trace pour les candidats EM dans une sélection d'électrons d'un échantillon Monte Carlo de Z.

Le deuxième critère d'identification consiste à rechercher si une trace peut être associée au cluster². Le critère utilisé dans un premier temps est uniquement spatial : avec une méthode de χ^2 , on définit la variable discriminante $\chi^2_{spatial}$ [59] en fonction des variables de position de la trace considérée, du cluster, et leurs erreurs respectives :

$$\chi^2_{spatial} = \left(\frac{\Delta\phi}{\sigma_\phi}\right)^2 + \left(\frac{\Delta z}{\sigma_z}\right)^2,$$

avec $\Delta\phi$ (resp. Δz) la différence entre le ϕ (resp. z) de l'extrapolation de la trace dans la couche EM3 et le ϕ (resp. z) de la position du cluster dans la couche EM3. σ_ϕ (resp. σ_z) est l'écart-type de la distribution expérimentale en ϕ (resp. z), mesuré sur un lot d'électrons test. La probabilité de χ^2 associée³ est représentée figure 5.3. On peut affiner la méthode en demandant en plus que l'énergie du cluster soit comparable à l'impulsion de la trace (critère E/p). On parlera dans ce cas de $\chi^2_{tot} = \chi^2_{spatial} + \left(\frac{E_T/p_T - 1}{\sigma_{E_T/p_T}}\right)^2$. Un électron sera considéré comme associé à une trace si $\text{Prob}(\chi^2_{tot}, \text{ndf}) > 0,01$.

On étudie également l'isolation du cluster électromagnétique : on définit la variable d'isolation par $iso = \frac{E_{tot}(\mathcal{R} < 0,4) - E_{EM}(\mathcal{R} < 0,2)}{E_{EM}(\mathcal{R} < 0,2)}$, où $E_{EM}(\mathcal{R} < 0,2)$ et $E_{tot}(\mathcal{R} < 0,4)$ sont respectivement les énergies des couches EM dans un cône de rayon $\mathcal{R} = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2} = 0,2$ et $0,4$ centré sur le candidat. On considère qu'un objet EM est isolé si $iso < 0,15$. La variable iso est représentée figure 5.4 pour des électrons MC provenant de la désintégration du Z.

Les trois variables précédentes permettent d'associer un numéro d'identification, noté typeID, à l'objet EM, suivant les critères résumés dans le tableau 5.1. Dans la suite, nous ne parlerons que des objets EM

²Lorsqu'une trace est associée au cluster électromagnétique, les variables utilisées sont les coordonnées η et ϕ de la trace, et l'énergie du cluster. L'impulsion transverse est obtenue par la formule $p_T = E / \cosh(\eta)$.

³La probabilité de χ^2 est définie par la probabilité que le χ^2 soit supérieur à la valeur mesurée, connaissant le nombre de degré de liberté (ndf).

ayant typeID = 10 (photons) ou ± 11 (électrons/positrons). Les autres sont appelés historiquement SEM (pour Soft EM), et sont souvent traités de manière différente avec la méthode de la route [60].

typeID	cluster	iso < 0,15	trace associée
10	*	*	
± 11	*	*	*
10011		*	*
20011	*		*
30011			*

TAB. 5.1 – Classification des particules électromagnétiques.

On affine ensuite l'identification en étudiant la forme de la gerbe électromagnétique. Les variables considérées sont au nombre de 7 : les fractions d'énergies dans les 4 couches du calorimètre électromagnétique (forme longitudinale de la gerbe), la dimension transverse S1 (taille du cluster suivant r dans EC et suivant z dans CC), le logarithme de l'énergie totale de la gerbe, et la position en z du vertex associé à l'évènement. Une huitième variable peut intervenir : la dimension transverse S2, taille du cluster suivant les axes r et ϕ .

Sur un échantillon de référence de N électrons, on définit la matrice de covariance par [61] :

$$M_{ij} = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N (x_i^n - \langle x_i \rangle_{ref}) (x_j^n - \langle x_j \rangle_{ref})$$

x_i^n est la valeur de l'observable i pour l'électron n, et $\langle x_i \rangle_{ref}$ est la valeur moyenne de l'observable i pour l'échantillon de référence. Si on note $H = M^{-1}$, on peut déterminer si le cluster k est électromagnétique en calculant le paramètre

$$\chi^2 = \sum_{i,j} (x_i^k - \langle x_i \rangle_{ref}) H_{ij} (x_j^k - \langle x_j \rangle_{ref})$$

Dans notre cas, on appelle cette variable hmx7 si elle contient les 7 variables, et hmx8 avec 8 variables. On utilisera dans la suite hmx7, car la huitième variable prise en compte dans hmx8 n'est pas bien reproduite entre les données reconstruites et la simulation Monte Carlo.

Dans notre analyse, on parlera d'électron si $hmx7 < 40$ (cf. figure 5.5). La coupure utilisée dans les analyses de précision est $hmx7 < 15$.

Enfin, la dernière variable, appelée likelihood [59], notée lhood, est une variable discriminante entre un électron et tout autre objet, basée sur quatre variables précédemment définies : $\chi_{spatial}^2$, E_T/p_T , hmx7, f_{EM} , et sur la distance minimale entre la trace associée au cluster et la ligne parallèle à l'axe du faisceau z passant par le vertex primaire de l'évènement (notée DCA⁴), ainsi que sur une variable d'isolation de la trace définie par la somme des impulsions transverses des traces les plus proches de la trace associée au cluster EM. Avec une méthode de maximum de vraisemblance, on définit ce qu'est le signal et ce qu'est le bruit de fond, et on fabrique la variable discriminante voulue.

Dans notre analyse, on demande $lhood > 0,5$ (cf. figure 5.6).

⁴Distance of Closest Approach.

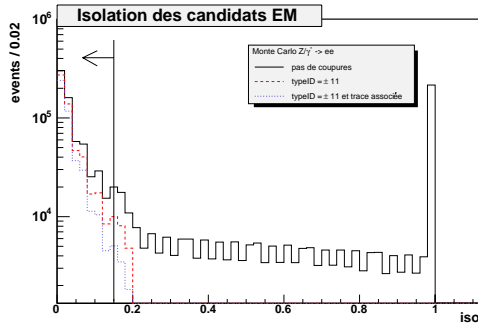


FIG. 5.4 – Isolation des candidats EM dans une sélection d'électrons d'un échantillon Monte Carlo de Z.

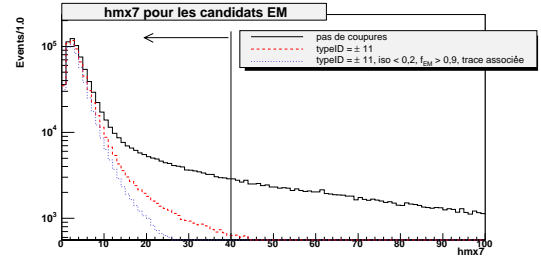


FIG. 5.5 – $hmx7$ des candidats EM dans une sélection d'électrons d'un échantillon Monte Carlo de Z.

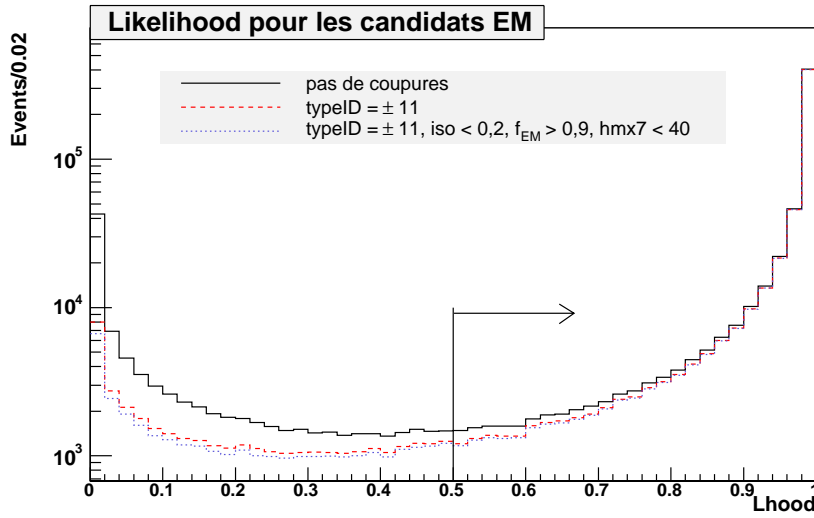


FIG. 5.6 – Likelihood des candidats EM dans une sélection d'électrons d'un échantillon Monte Carlo de Z.

La figure 5.7 montre la masse invariante d'une paire d'électrons dans les données réelles, au fur et à mesure des coupures précédemment étudiées. On voit apparaître le pic de résonance du Z, à mesure que la qualité des électrons s'améliore.

L'ensemble de ces critères, c'est-à-dire :

$$f_{EM} > 0,9, \text{ iso} < 0,15, \text{ hmx7} < 40, \text{ lhood} > 0,5 \text{ et } P(\chi_{tot}^2) > 0,01$$

sera appelé «coupures de qualité» dans la suite.

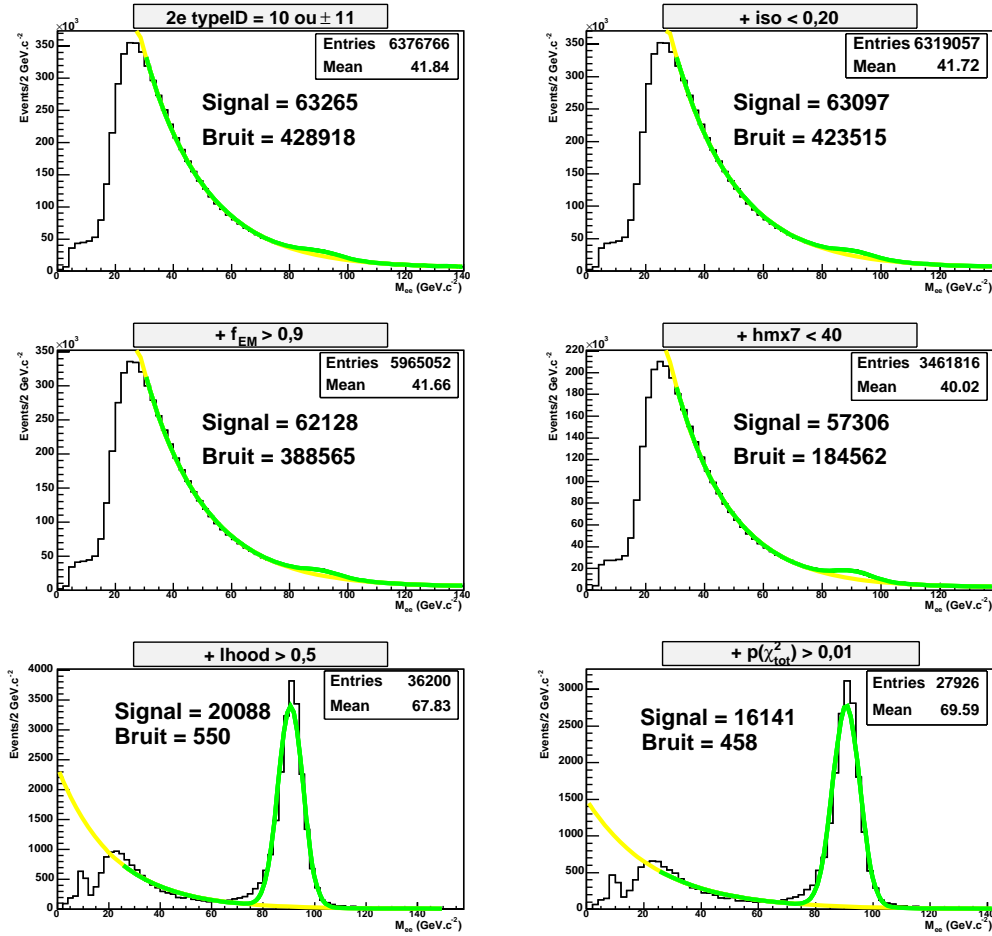


FIG. 5.7 – Masse invariante d’une sélection de 2 électrons dans les données réelles, au fur et à mesure qu’on ajoute les coupures détaillées dans le titre de chaque figure, et pour chacun des électrons.

L’énergie des électrons doit en outre être corrigée de trois principaux effets :

- les non-linéarités du système de lecture des cellules du calorimètre [62] : on définit une constante de calibration par $c = \frac{\text{nb de coups ADC}}{\text{charge d'entrée}}$. Après avoir imposé un signal d’amplitude connue en entrée de la chaîne de lecture décrite dans le chapitre 2, on mesure le nombre de coups ADC en sortie. Il convient ensuite de vérifier la linéarité de l’électronique en faisant varier l’amplitude du signal d’entrée ; les non-linéarités sont dues principalement aux SCA. La zone de non-linéarités est à petit nombre de coups ADC. Globalement, la correction représente un décalage de $5,7 \text{ GeV.c}^{-2}$ vers le haut dans la reconstruction de la masse invariante d’une paire d’électrons du Z.
- les pertes d’énergie en amont, dans la matière inerte du détecteur, et donc principalement dans le solénoïde : ce sont les corrections géométriques, détaillées dans le chapitre suivant.
- La calibration d’échelle [63] : le but est de transformer les signaux électriques, soit le nombre de coups ADC a_i pour une cellule i , en énergie. Avec les corrections de non-linéarités précédemment décrites, on ajoute un nombre $NL(a_i)$ pour avoir le nombre de coups ADC à considérer. Au Run I, le calorimètre EM a été calibré par des tests en faisceau : on a trouvé des poids β_j à appliquer à chaque couche EM pour avoir l’énergie totale à la bonne valeur. Au Run II, on a gardé le même calorimètre, mais l’électronique de lecture est différente et on a plus de matière en amont du calo-

rimètre (présence du solénoïde). Il n'a pas été possible de faire une nouvelle calibration en faisceau test. La paramétrisation suivante a été adoptée :

$$E = \alpha \sum_{j=1}^n \beta_j \sum_i (a_i + NL(a_i)) + \gamma.$$

n est le nombre de couches, c'est-à-dire 5 (EM1, EM2, EM3, EM4 et FH1), α est l'échelle d'énergie globale, γ est un biais. On cherche les coefficients α pour 12 régions du calorimètre, en utilisant un maximum de vraisemblance entre la forme de la distribution en masse reconstruite de deux électrons dans les données réelles et dans la simulation Monte Carlo, pour le pic de résonance du Z, paramétré par une convolution entre une gaussienne (qui représente la résolution en énergie du calorimètre) et une Breit-Wigner (pour paramétrer la résonance du Z).

La dernière correction à apporter aux électrons est un «smearing» de l'énergie [64], c'est-à-dire un élargissement ad hoc de la variable dans la simulation Monte Carlo, afin de reproduire ce qu'on observe dans les données : un calorimètre ayant une résolution significativement moins bonne que celle obtenue à partir de la simulation du détecteur⁵.

On fera le même genre de corrections ad hoc aux autres objets. Dans le cas des électrons, on trouve empiriquement qu'il faut ajouter de façon aléatoire à l'énergie un nombre distribué sur une gaussienne centrée en 0 et de largeur $0,047 \times E$. Le facteur correctif est obtenu en comparant la résolution en énergie d'une sélection de deux électrons dans le pic de résonance du Z (2 électrons $p_T > 25 \text{ GeV.c}^{-1}$, critères de qualité précédemment définis), figure 5.8, dans les données réelles (ici 350 pb^{-1}) et dans le Monte Carlo (400 000 événements Z générés entre 60 et 130 GeV.c^{-2} , cf. chapitre 7).

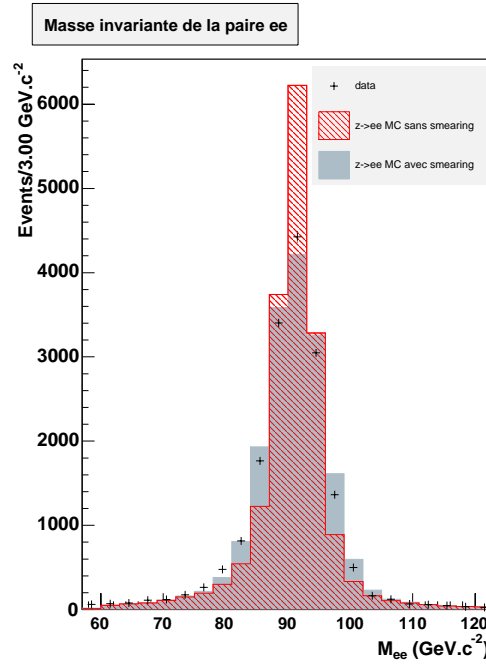


FIG. 5.8 – Masse invariante d'une sélection de deux électrons de $p_T > 25 \text{ GeV.c}^{-1}$ dans les données (en point noirs), avant (en rayures rouges) et après (en bleu-gris) dégradation de l'énergie des électrons dans le Monte Carlo.

⁵on a découvert [65] très récemment que la matière en amont du calorimètre était mal décrite dans la simulation du détecteur. Par exemple, la structure implémentée pour le solénoïde est homogène alors qu'en réalité elle est très hétérogène.

Finalement, un électron ne sera considéré que s'il appartient à l'espace défini par :

- $|\eta_{det}| < 1,1$ (région appelée CC dans la suite) ou $1,5 < |\eta_{det}| < 2,5$ (régions appelées EC) : on coupe la région de l'ICD, zone peu instrumentée et pour laquelle l'énergie est mal corrigée des pertes. On en reparlera dans le chapitre suivant.
- $|z| < 115$ cm dans le calorimètre central et $r < 85$ cm dans les calorimètres bouchons [58] : ces coupures sont définies de manière à ce que l'électron ne passe pas trop près des limites extérieures des calorimètres, où une partie de son énergie pourrait ne pas être reconstruite.
- $|VTX_z| < 60$ cm : la coordonnée en z du vertex associé à l'électron doit être contenue dans l'espace délimité par la dimension en z des détecteurs de traces.

On appellera cet ensemble de coupures les **coupures fiducielles** dans la suite.

Remarque : concernant les photons, on cherche des dépôts d'énergie de forme différente, n'ayant pas de trace associée. On ne se servira pas directement des photons dans notre analyse, leurs critères d'identification [66] ne seront donc pas développés ici.

5.2.3 Les jets

Un jet est un cluster ayant au minimum 8 GeV d'énergie transverse, et qui n'est pas identifié comme un objet EM. On impose en outre plusieurs critères afin de séparer un «vrai jet» d'un cluster de bruit [67].

Un jet devra passer les coupures suivantes :

- $0,05 < f_{EM} < 0,95$ (pour enlever des «faux» jets dûs au bruit instrumental).
- $f_{CH} < 0,4$: fraction d'énergie dans la partie CH du calorimètre hadronique. Le but est également d'éliminer des faux jets : l'énergie du jet doit être répartie dans les différentes couches.
- $f_{hot} < 10$, il s'agit du rapport des énergies transverses des deux cellules les plus énergétiques du jet. Si cette fraction est trop importante, cela peut indiquer la présence d'une cellule chaude.
- $n_{90} > 1$: nombre de cellules nécessaires pour avoir 90% de l'énergie totale du jet.
- critères de confirmation au niveau L1 du système de déclenchement [67]. Pour les régions en η non couvertes par le système L1, on utilise un autre critère : ($f_0 < 0,5$ ou $f_{CH} < 0,15$) avec $f_0 = n_{90}/NITM$, NITM étant le nombre total de tours nécessaires à la reconstruction du jet.
- Le jet ne doit pas être proche d'un candidat électron : on définit l'isolation entre les deux objets par $\Delta R(\text{jet-électron}) = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2} > 0,5$.

Les jets doivent également être corrigés en énergie, afin d'avoir accès à l'énergie initiale de l'objet. On corrige de trois effets [68] :

- soustraction de l'énergie non issue de l'interaction dure : bruit dans le calorimètre hadronique, événement précédent, quarks et gluons spectateurs, interactions multiples. On calcule pour cela la densité d'énergie moyennée en (η, ϕ) dans le détecteur à chaque croisement de faisceau.

- estimation de la réponse du calorimètre hadronique : on utilise des événements γ +jets dans les données réelles. Le photon doit être opposé en ϕ au jet le plus énergétique. Moyennant l'énergie transverse manquante trouvée, qui devrait être nulle, et en faisant confiance à la direction et à l'énergie du photon, on corrige la direction et l'énergie du jet.

- estimation de la composante non contenue dans le cône. On estime la densité d'énergie dans des cônes d'épaisseur 0,1 autour du cône 0,5 du jet, jusqu'à un rayon «réel» calculé au Run I pour un jet d'énergie donnée.

De même que pour les électrons, on est obligé de dégrader l'énergie des jets afin de tenir compte de la résolution du calorimètre différente entre la calibration du Run I et le Run II. On utilise les formules suivantes [69] :

- si $|\eta| < 0,9$, $E_{smeas} = \text{Gaus}(0;1,1) + E_{jet} \times (1 + \text{Gaus}(0;0,03))$
- si $|\eta| > 0,9$, $E_{smeas} = \text{Gaus}(0;1,1) + E_{jet} \times (1 + \text{Gaus}(0;0,07))$

$\text{Gaus}(a;b)$ représente un tirage aléatoire sur une distribution gaussienne centrée sur a et de largeur b .

5.2.4 Les muons

Le système de triggers L1MUON limite la reconstruction des muons à $|\eta_{det}| < 2,0$. Les muons sont classés suivant leur qualité. On définit la qualité grâce aux nombres de segments de traces reconstruits dans les PDTs, MDTs et scintillateurs, ainsi que la présence ou non d'une trace associée dans les détecteurs centraux. Le classement se fait en 3 catégories : les muons «loose», les muons «medium» et les muons «tight» [70]. On utilisera dans l'analyse des muons medium. Le tableau 5.2 résume les critères de sélection correspondants. On définit la variable nseg grâce au nombre de segments reconstruits : nseg est positif s'il y a une trace associée au candidat muon dans les détecteurs de traces centraux, et négatif dans le cas contraire. $|\text{nseg}| = 1$ si le muon n'a qu'un segment A associé, 2 s'il n'a qu'un segment BC, et 3 s'il possède les deux. Dans notre analyse, on utilisera des muons de qualité medium ayant $\text{nseg} \geq 2$.

qualité	nseg	couche A		couche BC		autres critères
		nb de coups dans les chambres à fils	nb de coups dans les scintillateurs	nb de coups dans les chambres à fils	nb de coups dans les scintillateurs	
Tight	± 3	≥ 2	1	≥ 3	≥ 1	fit local convergeant
Medium	± 3	≥ 2	1	≥ 2	≥ 1	octant 5 et 6 avec $ \eta_{det} < 1,6$ octant 5 et 6 avec $ \eta_{det} < 1,6$ si $p < 6 \text{ GeV}$ et $p_{BC}(\eta)^* < 0,7$
	± 2	-	-	≥ 2	≥ 1	
	± 1	≥ 2	1	-	-	
Loose	± 3	medium nseg = ± 3 avec un des critères faux				
	± 2	-	-	≥ 2	≥ 1	
	± 1	≥ 2	1	-	-	

TAB. 5.2 – Les critères de qualité des muons.

* $p_{BC}(\eta)$ est la probabilité pour que le muon n'atteigne pas les couches BC, du fait de sa faible impulsion. Un muon avec $\text{nseg} = +3$ et moins de 4 coups dans les chambres à fils BC n'a pas besoin du critère des scintillateurs BC pour être de qualité medium.

Les muons cosmiques sont identifiés par des coupures de temps de dérive. Si le temps entre la collision et un coup dans les détecteurs des couches A ou BC dépasse 10 ns, ou si la plus petite distance entre la trace associée au muon et le vertex primaire est supérieure à 0,16 cm, le muon sera rejeté.

Toujours pour les mêmes raisons que pour les électrons et les jets, on élargit artificiellement la distribution en impulsion transverse cette fois (et non plus en énergie) des muons de la façon suivante [69] :

- si la trace associée au muon a au moins un coup reconstruit dans le SMT :

$$\frac{1}{p_{T_{smeas}}} = \frac{1}{charge} \times \left(\frac{charge}{p_T} + \left(0,0013 + \frac{0,017}{p_T} \right) \times \text{Gaus}(0;1) \right).$$

- Sinon, $\frac{1}{p_{T_{smea}}r} = \frac{1}{charge} \times \left(\frac{charge}{p_{T_{cor}}} + (0,0023 + \frac{0,028}{p_{T_{cor}}}) \times Gaus(0;1) \right)$.

La charge du muon est calculée grâce à la courbure de la trace (centrale lorsqu'elle est reconstruite). La variable $p_{T_{cor}}$ est une impulsion transverse corrigée du manque de coups dans le SMT [70].

On utilisera également des variables d'isolation des muons. L'isolation au niveau des détecteurs de trace est définie par la somme des impulsions transverses des traces contenues dans un cône de $\Delta R = 0,5$ centré sur la trace associée au candidat muon : on l'appelle $\sum E_{T_{traces}}$. L'isolation au niveau du calorimètre est définie par la somme des énergies des cellules contenues dans une couronne entre $\Delta R = 0,1$ et $\Delta R = 0,4$ autour du dépôt du muon : on l'appelle $E_{T_{halo}}$.

On utilisera dans la suite les coupures suivantes : un muon isolé doit avoir $\sum E_{T_{traces}} < 2,5$ GeV et $E_{T_{halo}} < 2,5$ GeV. Un muon semi-isolé doit avoir $2,5 < \sum E_{T_{traces}} < 5,0$ GeV et $2,5 < E_{T_{halo}} < 5,0$ GeV.

Remarque : un muon est une particule dite «d'ionisation minimale» dans le calorimètre. La conséquence en est : un dépôt calorimétrique identique longitudinalement dans les cellules traversées, et très faible.

5.2.5 L'énergie transverse manquante

On rappelle que la collision ayant lieu le long de l'axe Z, la conservation de l'impulsion totale implique $\sum_i \vec{p}_{T_i} = \vec{0}$, avec i allant sur toutes les particules produites lors de la collision. On définit donc l'énergie transverse manquante par $\vec{E}_T + \sum_i \vec{p}_{T_i} = 0$, avec i allant cette fois sur toutes les particules visibles⁶ dans le détecteur.

Comme on a corrigé chaque objet d'une certaine quantité $E_{cor} + E_{smea}$, l'énergie transverse manquante s'écrit finalement [71] :

$$\begin{aligned} \vec{E}_T &= - \sum_{cellules} \vec{E}_T \\ &\quad - \sum_{electrons} (\vec{p}_{T_{cor}} + \vec{p}_{T_{smea}}) \\ &\quad - \sum_{muons} (\vec{p}_T + \vec{p}_{T_{cor}} + \vec{p}_{T_{smea}}) \\ &\quad - \sum_{jets} (\vec{p}_{T_{cor}} + \vec{p}_{T_{smea}} + CHF \times \vec{p}_T) \end{aligned} \quad (5.1)$$

Les cellules considérées sont les cellules du calorimètre ayant une énergie positive, et sans les couches du calorimètre CH. La contribution de ce dernier est introduite à travers la fraction CH des jets. Les électrons seront les candidats EM passant les coupures $iso < 0,15$, $f_{EM} > 0,9$, $p_T > 3$ GeV.c⁻¹, $\eta_{det} < 2,5$. Les muons seront les candidats muons passant les coupures des cosmiques, et de qualité medium. Les jets seront les candidats jets passant toutes les coupures définies au §5.2.3.

Le résultat sur une sélection MC de deux électrons ayant $p_T > 25$ GeV.c⁻¹ est présenté figure 5.9, en trait rouge.

On rappelle que l'état final recherché contiendra au moins deux neutrinos, donc de l'énergie transverse

⁶Par visibles, on entend les particules chargées (matérialisées par une trace, un dépôt calorimétrique et/ou un dépôt dans les chambres à muons) ou les particules neutres sensibles aux interactions électromagnétique et forte. Les particules neutres interagissant uniquement par interaction faible ne pourront être vues.

manquante, c'est pourquoi il faut s'assurer que l'on comprend bien cette variable.

Toujours pour les mêmes raisons, on est obligé de dégrader de manière ad hoc l'énergie transverse manquante reconstruite dans le Monte Carlo. La formule utilisée est :

- sur chaque composante \cancel{E}_{Ti} (i=x ou y) : $\cancel{E}_{T_{i\text{smear}}} = \text{Gaus}(\cancel{E}_{Ti}, (4/\cancel{E}_T + 0,25 \times \cancel{E}_T) \times |\cancel{E}_{Ti}/\cancel{E}_T|)$;
- l'énergie transverse manquante élargie est obtenue par $\cancel{E}_{T\text{smear}} = \sqrt{\cancel{E}_{T_{x\text{smear}}}^2 + \cancel{E}_{T_{y\text{smear}}}^2}$.

Le résultat après dégradation apparaît en histogramme plein (bleu-gris) sur la figure 5.9, toujours pour l'échantillon MC. Les données réelles (350 pb^{-1}) sont représentées en points noirs.

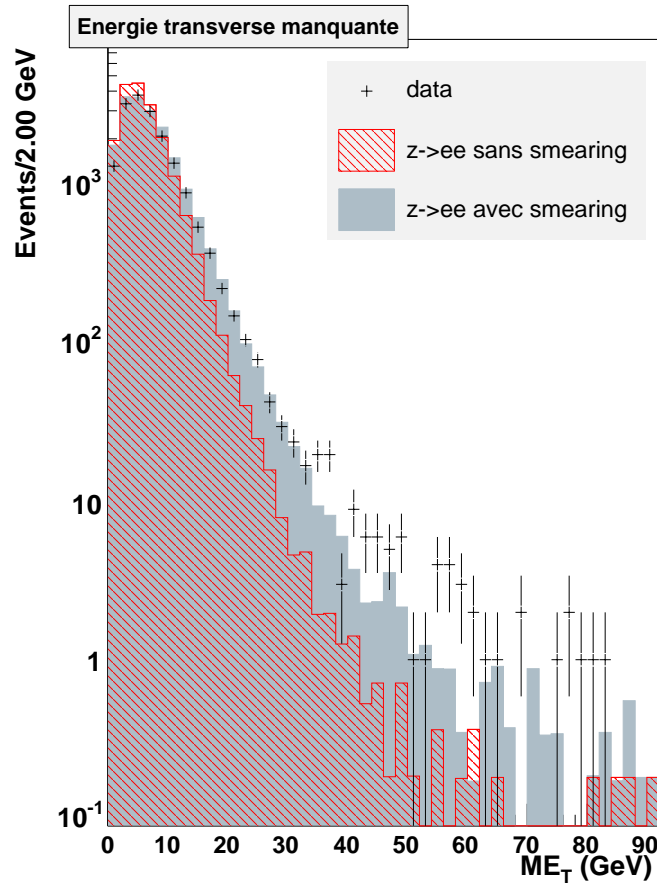


FIG. 5.9 – Énergie transverse manquante d'une sélection de deux électrons de $p_T > 25 \text{ GeV.c}^{-1}$ dans les données (en points noirs), avant (en trait rouge) et après (en histogramme plein bleu-gris) dégradation dans le Monte Carlo.

Les paramètres de dégradation ont été obtenus empiriquement sur une sélection d'électrons du Z. Quelques études ont été menées afin d'essayer de comprendre la nécessité d'une telle correction. Une des explications peut être une mauvaise gestion des jets dans le Monte Carlo : en effet, les processus $Z/\gamma^* \rightarrow ee$ s'accompagnent souvent de jets venant de l'hadronisation de gluons produits dans la collision, et pas bien générés par PYTHIA. Au niveau de la génération, PYTHIA annulera correctement toutes les contributions pour avoir une énergie transverse manquante nulle. Par contre, les jets produits sont déformés lors de la

reconstruction, voire peuvent être totalement perdus, ce qui résulte en de la fausse énergie transverse manquante. Ainsi, un nombre insuffisant de jets au niveau de la génération peut conduire à ne pas produire suffisamment de fausse énergie transverse manquante après reconstruction.

La figure 5.10 montre les distributions «brutes» en énergie pour les trois jets les plus énergétiques dans les données (en points noirs) et dans différentes sources de processus Monte Carlo donnant un état final à deux électrons, dont le principal est $Z/\gamma^* \rightarrow ee$ (histogramme bleu). Il semblerait que plus il y a de jets, moins le Monte Carlo est fidèle aux données réelles, il semble ne pas produire assez d'évènements à plusieurs jets. Le déficit pour des évènements à plus de 3 jets dans le Monte Carlo se confirme dans les distributions en E_T figure 5.11, pour les deux dernières figures, les évènements ayant exactement 3 et 4 jets. Il semblerait également sur les 2 premières distributions de la figure 5.11, que le Monte Carlo ne reproduise pas bien les évènements ayant exactement 0 ou 1 jet : le Monte Carlo est trop optimiste et semble ne pas produire assez de «fausse énergie transverse manquante» c'est-à-dire ne pas comptabiliser assez de bruit instrumental.

Il n'existe pas de justification pour un smearing ad hoc, mais cela permet de prendre en compte cet effet en attendant qu'il soit compris au niveau du détecteur ou de la simulation du détecteur.

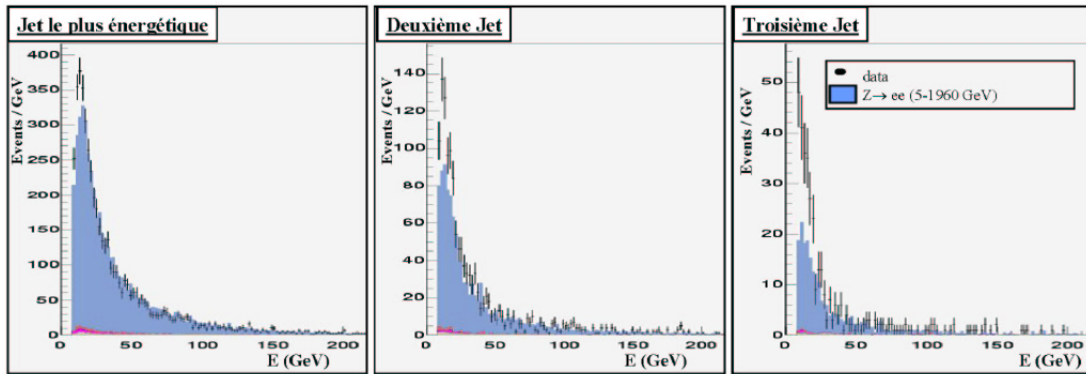


FIG. 5.10 – Énergie des trois jets les plus énergétiques reconstruits dans une sélection de deux électrons. Le Monte Carlo est principalement du $Z \rightarrow ee$, mais tous les processus Modèle Standard donnant un état final à deux électrons ont été pris en compte.

5.2.6 Autres critères de sélection

Les périodes (runs) où un ou plusieurs des détecteurs que l'on utilise dans l'analyse ne fonctionnent pas correctement doivent être enlevées.

Les mauvais runs CALORIMETRE représentent 2,7% de la totalité des runs dédiés aux analyses de physique, les mauvais runs MUONS 3,0%, les mauvais runs SMT 2,4% et CFT 1,1% [72]. Au total, on enlève 5,9% des runs de physique. De plus, un certain nombre d'évènements à l'intérieur des runs sont enlevés sous forme d'une liste de mauvais blocks de luminosité [73]. Les raisons sont : mauvais fonctionnement du détecteur de luminosité, ou problèmes locaux de bruit d'origine diverse et souvent inconnue.

Le calcul de la luminosité totale se fait sans ces périodes mauvaises, et par trigger considéré. On donnera le résultat du calcul de la luminosité pour quelques uns des triggers utilisés pour l'analyse dans le chapitre 7.

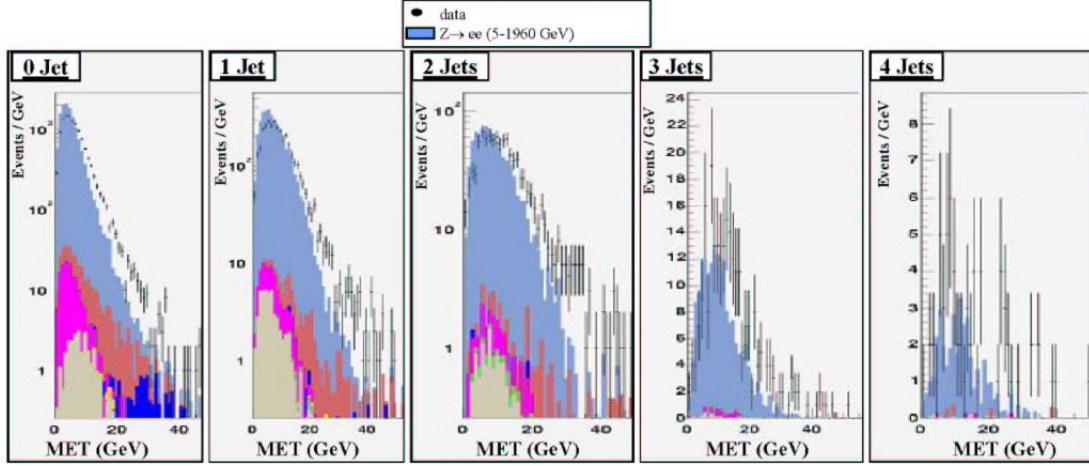


FIG. 5.11 – Énergie transverse manquante en fonction du nombre de jets présents dans l'évènement, pour une sélection de deux électrons. Le Monte Carlo est principalement du $Z \rightarrow ee$, mais tous les processus Modèle Standard donnant un état final à deux électrons ont été pris en compte.

5.2.7 Résumé des coupures

Pour les électrons :

- Coupures de qualité :
 - ★ typeID = 10 (photons) ou ± 11 (électrons/positrons) ;
 - ★ fraction électromagnétique $f_{EM} = \frac{E_{EM}}{E_{tot}} > 0,9$;
 - ★ association avec une trace : $P(\chi^2_{tot}) > 0,01$;
 - ★ isolation du cluster EM : $iso = \frac{E_{tot}(\mathcal{R}<0,4) - E_{EM}(\mathcal{R}<0,2)}{E_{EM}(\mathcal{R}<0,2)} < 0,15$;
 - ★ forme de la gerbe EM : $hmx7 < 40$;
 - ★ likelihood de l'électron : $Lhood > 0,5$.
- Coupures fiducielles :
 - ★ $|\eta_{det}| < 1,1$ (CC) ou $1,5 < |\eta_{det}| < 2,5$ (EC) ;
 - ★ $|z| < 115$ cm dans le calorimètre central et $r < 85$ cm dans les calorimètres bouchons ;
 - ★ $VTX_z < 60$ cm.

Pour les muons :

- Coupures de qualité :
 - ★ qualité Medium ;
 - ★ $nseg \geq 2$;
 - ★ $\Delta t(\text{collision-coups dans les détecteurs de muons}) < 10$ ns ;
 - ★ distance la plus proche entre la trace associée au muon et le vertex primaire (dca) < 16 cm ;
- Coupures fiducielles :
 - ★ $|\eta_{det}| \leq 2,0$.
 - ★ $VTX_z < 60$ cm.
- Coupures d'isolation :
 - ★ $\sum E_{T_{traces}} < 2,5$ GeV ;
 - ★ $E_{T_{halo}} < 2,5$ GeV.

Chapitre 6

Corrections des pertes d'énergie dans le calorimètre électromagnétique dues à la géométrie du détecteur

Le calorimètre électromagnétique est précédé des détecteurs de vertex et de traces, ainsi que de l'aimant et du cryostat. Ceci correspond à une certaine quantité de matière traversée par la particule électromagnétique avant d'atteindre le calorimètre. Par interaction avec la matière, une telle particule va donc perdre une partie de son énergie (perte qu'il va falloir quantifier), avant de déposer le reste dans le calorimètre électromagnétique. C'est seulement cette dernière quantité d'énergie qui pourra être mesurée.

En outre, certaines parties du calorimètre ne sont pas ou peu instrumentées. Il s'agit de la région inter-cryostat (ICD), des bords de chaque calorimètre (CC et EC) et de l'espace entre chaque module en ϕ dans le calorimètre central. Ces zones seront étudiées séparément des autres.

6.1 Explication du problème

La perte d'énergie dépend de la géométrie du détecteur, puisqu'elle est fonction de la quantité de matière traversée. Comme le détecteur a une symétrie cylindrique, on a peu de dépendance en ϕ . La dépendance sera étudiée en fonction de la pseudo-rapacité η_{pys} ¹ notée simplement η dans la suite. Les figures 6.1 et 6.2 montrent la distribution de la différence entre l'énergie générée et l'énergie reconstruite en fonction de η , respectivement pour des électrons simulés à 50 et à 100 GeV. Le but des corrections dites «géométriques» sera de corriger la dépendance en η , mais également de recentrer la distribution de l'énergie reconstruite sur la valeur générée.

Remarque : dans tout ce chapitre, chaque figure représentant un histogramme à deux dimensions contient deux sous-figures : l'une représente les points générés dans l'espace à deux dimensions, l'autre représente la distribution projetée sur l'axe des abscisses.

Comme il s'agit de perte d'énergie dans la matière, il faudra également prendre en compte l'énergie initiale de la particule, E . Plus la particule aura une grande énergie, moins elle en perdra en proportion dans

¹calculée par rapport à la position du vertex associé à la particule, par différence avec η_{het} , qui est calculée par rapport au centre du détecteur.

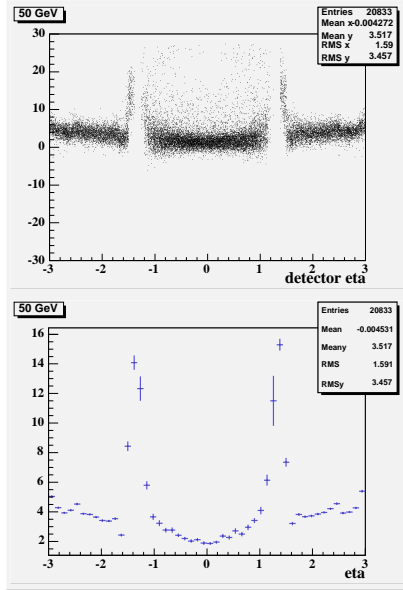


FIG. 6.1 – Différence en GeV entre l'énergie générée et l'énergie reconstruite en fonction de η pour les électrons générés à 50 GeV.

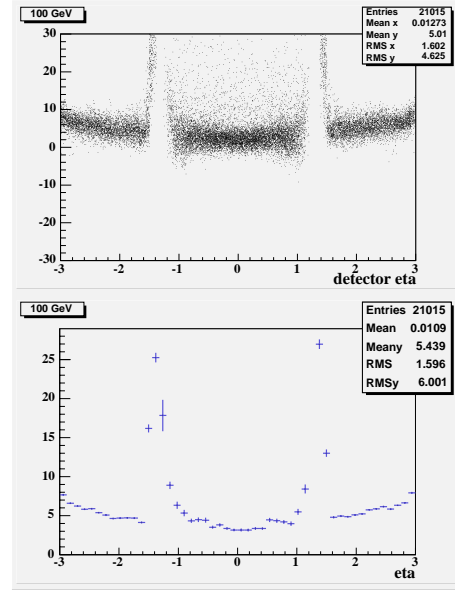


FIG. 6.2 – Différence en GeV entre l'énergie générée et l'énergie reconstruite en fonction de η pour les électrons générés à 100 GeV.

les premières couches de matière qu'elle traverse. A l'inverse, une particule de faible énergie, quelques GeV, perdra beaucoup de son énergie avant même d'atteindre le calorimètre électromagnétique.

Une rapide étude permet de définir l'énergie minimum que les particules doivent avoir afin d'être sélectionnées par l'algorithme de reconstruction de l'énergie dans le calorimètre. Une coupure est appliquée dans le code de reconstruction, afin de distinguer les objets électromagnétiques du bruit calorimétrique : on ne sélectionne que les objets de $p_T > 1,5 \text{ GeV} \cdot c^{-1}$. Ainsi, on aura une dépendance en η de l'énergie minimum reconstruite dans le calorimètre. Cette dépendance théorique ($1,5/\sin\theta$ en fonction de η) est montrée figure 6.3, pour des électrons MC générés à 50 GeV. L'énergie minimum reconstruite est d'environ 1,5 GeV dans le calorimètre central, et atteint 20 GeV aux extrémités du calorimètre électromagnétique.

On définit également les différentes zones du calorimètre dans lesquelles nous allons travailler. Il faut pour cela considérer la variable η_{det} , représentative de la géométrie du détecteur, montrée figure 6.4 pour des électrons MC générés à 50 GeV. Trois zones distinctes seront traitées séparément :

- la zone centrale $|\eta_{det}| < 1,1$,
- les zones bouchons $1,55 < |\eta_{det}| < 2,5$,
- les zones intercryostats $1,1 < |\eta_{det}| < 1,55$.

Les zones inter-modules en ϕ dans le calorimètre central sont coupées. En effet, la perte d'énergie supplémentaire dans ces zones vient du manque d'instrumentation dans le calorimètre lui-même, et non de la présence de matière en amont. Les pertes d'énergie dans ces zones seront corrigées dans un deuxième temps [18]. La figure 6.5 montre la distribution de la variable $\phi \bmod(\frac{2\pi}{32})$ (il y a 32 modules en ϕ), pour des électrons MC générés à 50 GeV. Dans la suite, les électrons ayant $0,07 < \phi \bmod(\frac{2\pi}{32}) < 0,13$ ne sont pas pris en compte.

Finalement, aucune différence notable de comportement n'a été observée entre les électrons et les positrons. L'échantillon qui servira à calculer les corrections contient les deux signes indifféremment.

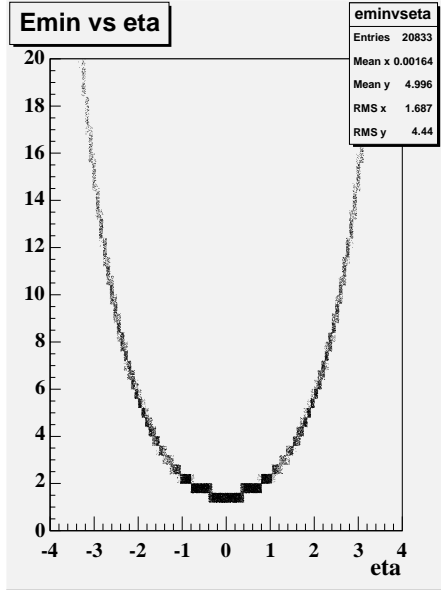


FIG. 6.3 – Energie minimum reconstruite en GeV dans le calorimètre électromagnétique, du fait de la coupure $p_T > 1,5 \text{ GeV} \cdot c^{-1}$ dans le code de reconstruction des électrons.

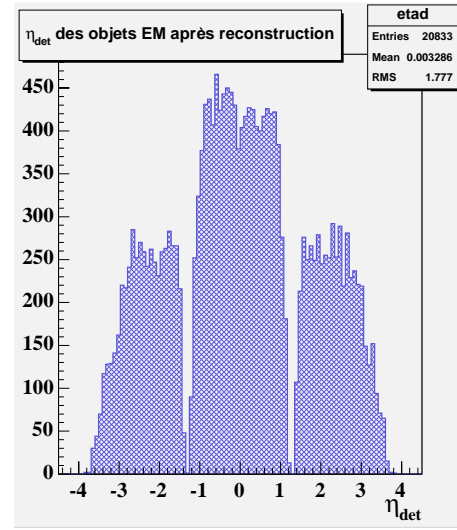


FIG. 6.4 – η_{det} des particules électromagnétiques après reconstruction dans le calorimètre électromagnétique.

Pour finir avec ces quelques considérations préliminaires, on remarque une asymétrie entre les bouchons Nord ($\eta < 0$) et Sud ($\eta > 0$), figure 6.6, due à la différence des matériaux en amont. On corrigera donc ces deux zones séparément.

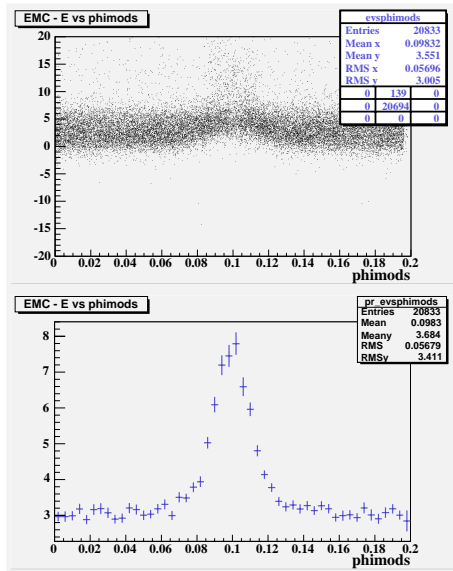


FIG. 6.5 – Différence en GeV entre l'énergie générée et l'énergie reconstruite en fonction de $\phi \bmod(\frac{2 \times \pi}{32})$ pour des particules électromagnétiques après reconstruction dans le calorimètre central.

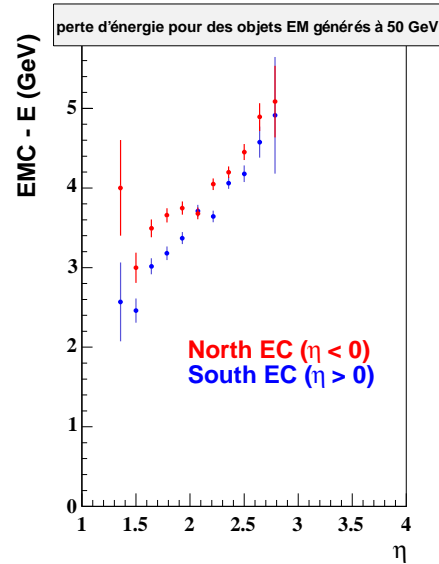


FIG. 6.6 – Asymétrie de la perte d'énergie entre les bouchons Nord et Sud du calorimètre. Les électrons ont été générés à 50 GeV, on représente la différence entre l'énergie générée et l'énergie reconstruite en fonction de $|\eta|$.

6.2 Méthode employée

La méthode initiale a été développée par Sabine Crépe-Renaudin, dans la référence [74].

L'évaluation des pertes d'énergie est directement déduite d'une étude Monte Carlo. Environ 10 000 évènements ont été générés avec un et un seul électron, à des énergies bien définies, dans les quatre parties du calorimètre définies précédemment. Les énergies ont été choisies entre 2 GeV et 200 GeV, sur 18 points séparés les uns des autres de 1 GeV, puis de 2 GeV, puis de 5 GeV, puis de 10 GeV, puis de 20 GeV. Dans la suite, on notera ΔE la différence entre l'énergie reconstruite et l'énergie générée.

La méthode employée pour corriger ces pertes se déroule en quatre étapes, que nous développerons dans cet ordre :

- paramétrer la distribution de ΔE en fonction de η avec une même fonction (mais des paramètres pouvant être différents) pour les 18 points en énergie, et indépendamment dans la partie centrale et dans les deux bouchons,
- trouver ensuite les fonctions décrivant la dépendance des paramètres de ces premières fonctions avec l'énergie,
- appliquer ces corrections et reparamétrer ΔE en fonction de η cette fois dans tout le domaine en η , c'est-à-dire en incluant la région ICD, puis paramétrer les nouveaux paramètres en fonction de l'énergie,
- vérifier l'effet des corrections sur un Monte Carlo $Z \rightarrow ee$.

Les fonctions sont trouvées de manière ad hoc, et n'ont aucune interprétation physique. Par contre, on observe une relative stabilité de ces fonctions dans les différentes versions du code qui ont été testées (p10, p11, p13 et p14). Nous présenterons dans la suite seulement les résultats obtenus pour la certification de la version p14.

6.2.1 Énergie fixée, dépendance en η

Dans le calorimètre central

La fonction semblant le mieux décrire la variation de ΔE en fonction de η quelque soit l'énergie est la suivante :

$$f_{CC}(\eta) = a_{CC} + b_{CC} \times \eta^2 + c_{CC} \times \eta^4 \quad (6.1)$$

Les figures 6.7 et 6.8 montrent la distribution de ΔE en fonction de η pour les énergies générées de 50 et 100 GeV. Le jeu de paramètres pour la fonction 6.1 est déterminé par l'intermédiaire de ROOT (classe TMinuit) [75]. Pour les anciennes versions du code de reconstruction (antérieures à p14), la fonction $f_C(\eta)$ n'était pas la même (polynôme de degré 2), mais de comportement similaire.

La figure 6.9 montre la distribution en énergie après la reconstruction pour les points générés à 50 GeV et 100 GeV. Les courbes ont été paramétrées avec une fonction gaussienne. Si l'on se réfère à la valeur moyenne de la gaussienne, la figure 6.10 montre la perte moyenne ($\Delta E/E$) en fonction de l'énergie initiale de la particule. La correction sera donc importante à basse énergie, et d'environ 2% au-delà de 50 GeV. Mesurer la valeur moyenne et la largeur σ de la gaussienne avant et après la correction nous permettra d'évaluer la qualité de la correction effectuée.

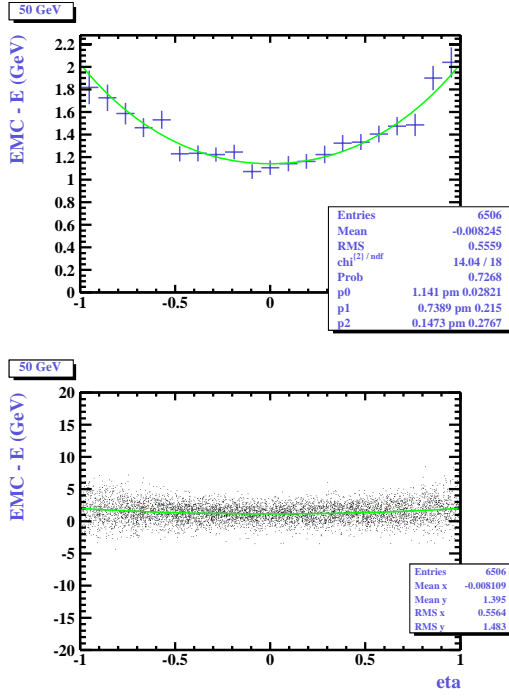


FIG. 6.7 – ΔE vs η pour les électrons générés à 50 GeV, dans la partie centrale du calorimètre. La fonction est un polynôme de degré 4 symétrique en η .

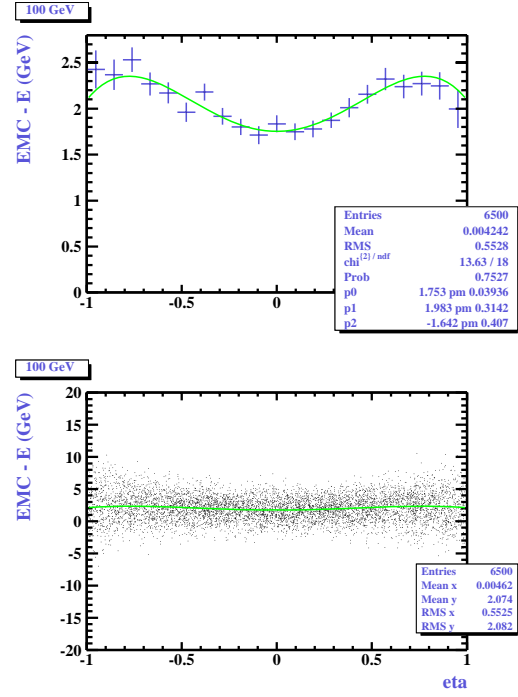


FIG. 6.8 – ΔE vs η pour les électrons générés à 100 GeV, dans la partie centrale du calorimètre. La fonction est un polynôme de degré 4 symétrique en η .

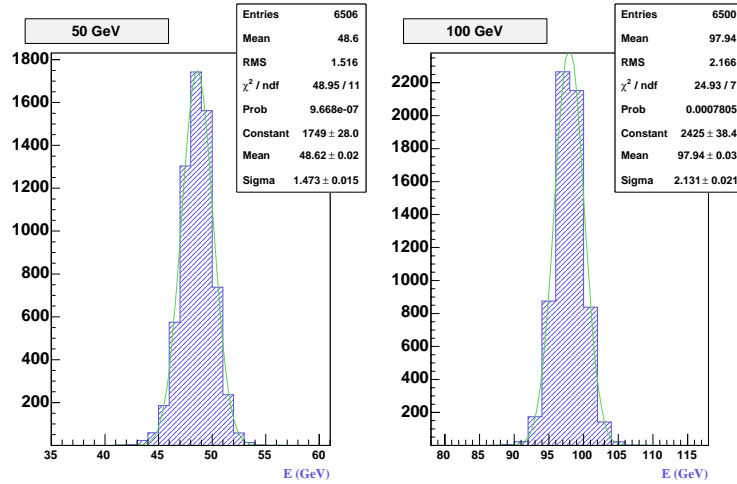


FIG. 6.9 – Distribution en énergie des électrons de 50 GeV (à gauche) et 100 GeV (à droite) après reconstruction, dans le calorimètre central. La distribution est gaussienne.

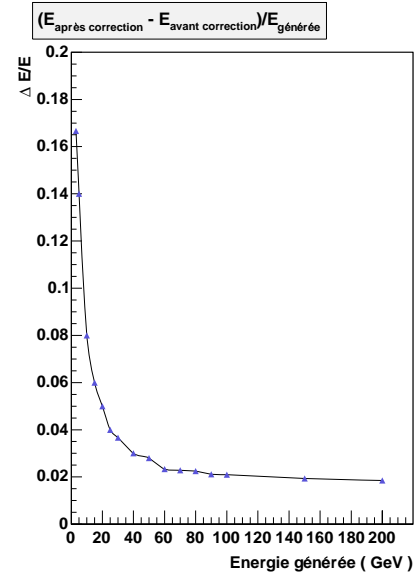


FIG. 6.10 – Perte moyenne relative d'énergie en amont du calorimètre électromagnétique en fonction de l'énergie générée.

Dans les bouchons Nord et Sud

Les figures 6.11 et 6.12 montrent la distribution de ΔE en fonction de η pour les énergies générées de 50 et 160 GeV, pour la partie Nord des bouchons. Les distributions pour la partie Sud sont montrées figures 6.13 et 6.14 pour les mêmes énergies.

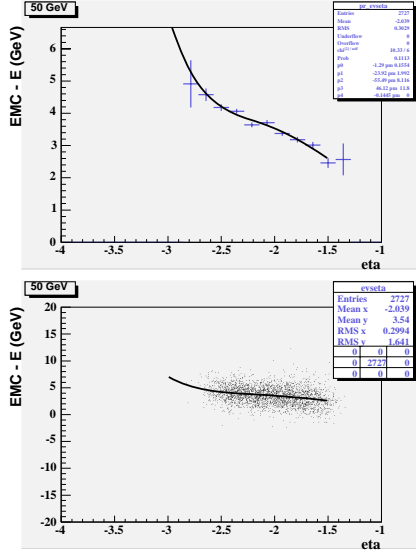


FIG. 6.11 – ΔE vs η pour les électrons générés à 50 GeV, dans le bouchon nord du calorimètre. La fonction est un polynôme de degré 4 en η .

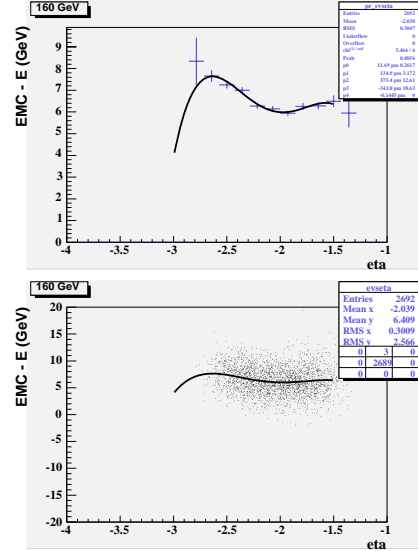


FIG. 6.12 – ΔE vs η pour les électrons générés à 160 GeV, dans le bouchon nord du calorimètre. La fonction est un polynôme de degré 4 en η .

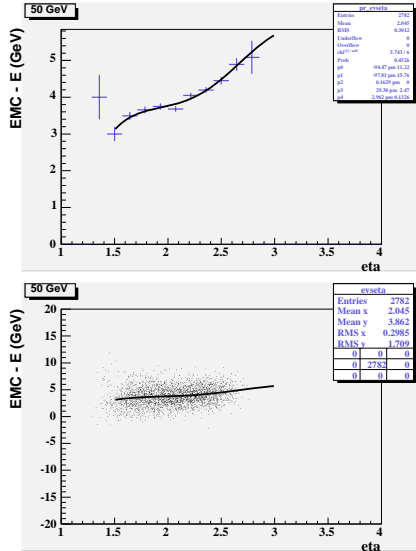


FIG. 6.13 – ΔE vs η pour les électrons générés à 50 GeV, dans le bouchon sud du calorimètre. La fonction est un polynôme de degré 4 en η .

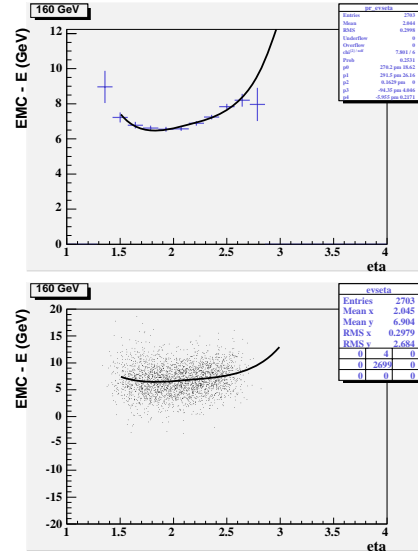


FIG. 6.14 – ΔE vs η pour les électrons générés à 160 GeV, dans le bouchon sud du calorimètre. La fonction est un polynôme de degré 4 en η .

La fonction semblant le mieux décrire la variation de ΔE en fonction de η quelque soit l'énergie est un polynôme de degré 4, avec des termes asymétriques, en x et x^3 , contrairement au cas du calorimètre central.

Les coefficients seront cependant différents pour les bouchons nord et sud.

Si l'on se limite à l'expression la plus simple d'un polynôme de degré 4, c'est-à-dire :

$$g_{EC}(\eta) = a_{EC} + b_{EC} \times \eta + c_{EC} \times \eta^2 + d_{EC} \times \eta^3 + e_{EC} \times \eta^4 \quad (6.2)$$

les paramètres a , b , c , d et e sont fortement corrélés. On a donc plusieurs jeux de paramètres possibles pour un même point : au bout du compte, on ne trouve pas de variation cohérente avec l'énergie. Si l'on cherche maintenant à décrire la variation, par exemple sur la figure 6.11, en essayant de trouver cinq paramètres indépendants, comme la position, la valeur et la dérivée au point d'inflexion, ces paramètres restent suffisamment corrélés et n'ont toujours pas de variation définie en fonction de l'énergie.

La solution adoptée consiste à obtenir, par l'intermédiaire de ROOT, la matrice de corrélation des cinq paramètres de la fonction $g_{EC}(\eta)$, pour un point d'énergie fixée (le point à 70 GeV). On calcule ensuite les valeurs propres et vecteurs propres associés à cette matrice. La dernière étape consiste à réécrire les cinq paramètres précédents en fonction des vecteurs propres. On utilise cette dernière formulation dans ROOT pour effectuer la paramétrisation en η .

On s'aperçoit qu'un de ces paramètres reste constant en fonction de l'énergie : on le fixe. On note les quatre paramètres restants α_{EC} , β_{EC} , γ_{EC} et δ_{EC} .

Les figures 6.15 et 6.16 montrent la distribution en énergie après la reconstruction pour les points générés à 50 et 160 GeV, et dans les bouchons Nord et Sud. De même que précédemment, les courbes ont été paramétrées avec une fonction gaussienne. Comparée aux valeurs obtenues dans le calorimètre central, la perte d'énergie dans les bouchons semble plus importante, ainsi que la dispersion de l'énergie. Les nombres correspondants pour 50 GeV sont reportés dans le tableau 6.1.

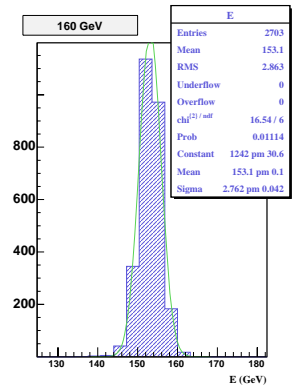
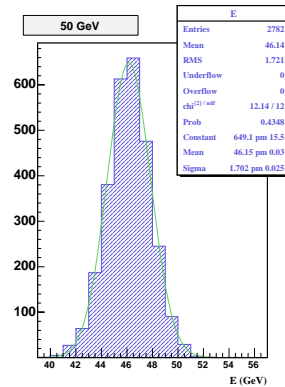
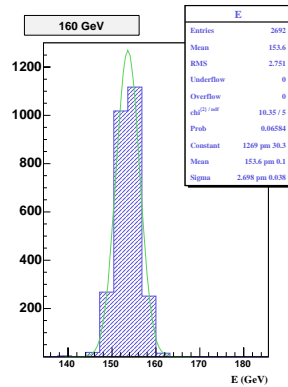
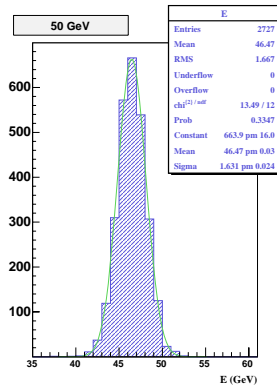


FIG. 6.15 – Distribution en énergie des électrons de 50 GeV (à gauche) et 160 GeV (à droite) après reconstruction, dans le bouchon nord. La distribution est gaussienne.

FIG. 6.16 – Distribution en énergie des électrons de 50 GeV (à gauche) et 160 GeV (à droite) après reconstruction, dans le bouchon sud. La distribution est gaussienne.

6.2.2 Dépendance en énergie

Une fois la dépendance paramétrée en fonction de η par point en énergie générée, il faut maintenant trouver la dépendance des paramètres des fonctions 6.1 et 6.2 en fonction de l'énergie.

calorimètre	valeur moyenne de la gaussienne	largeur de la gaussienne
CC	$48,62 \pm 0,02$ GeV	$1,47 \pm 0,02$ GeV
EC Nord	$46,47 \pm 0,03$ GeV	$1,63 \pm 0,03$ GeV
EC Sud	$46,15 \pm 0,03$ GeV	$1,70 \pm 0,03$ GeV

TAB. 6.1 – Comparaison des paramètres de la gaussienne caractérisant les distributions en énergie, pour une énergie générée de 50 GeV, entre le calorimètre central et les bouchons Nord et Sud.

Dans le calorimètre central

Les fonctions décrivant les paramètres a_{CC} , b_{CC} et c_{CC} (fonction 6.1) sont respectivement un polynôme d'ordre 2 en énergie, et 2 polynômes d'ordre 4 en énergie. Elles sont représentées sur les figures 6.17, 6.18 et 6.19.

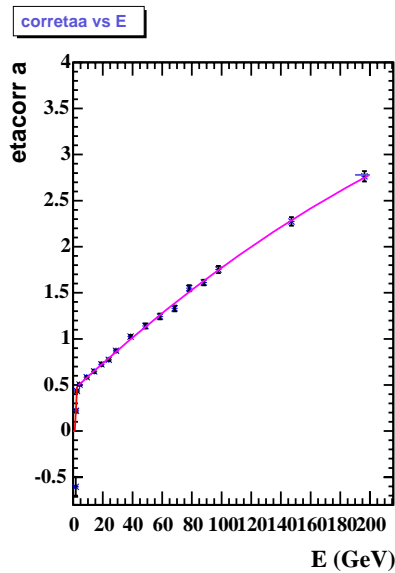


FIG. 6.17 – Terme constant $a_{CC}(E)$ de la fonction $f_{CC}(\eta)$. Cette courbe est ajustée par un polynôme d'ordre 2 jusqu'à 200 GeV, puis est fixée au-delà à sa valeur en 200 GeV.

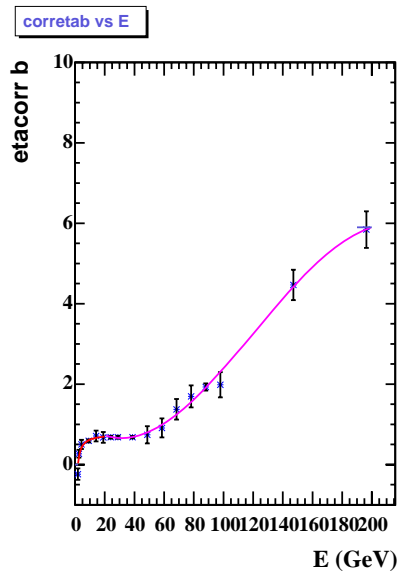


FIG. 6.18 – Terme en η^2 $b_{CC}(E)$ de la fonction $f_{CC}(\eta)$. Cette courbe est ajustée par un polynôme d'ordre 4 de 20 à 200 GeV, puis est fixée au-delà à sa valeur en 200 GeV. Entre 2,5 GeV et 20 GeV, elle est ajustée par une fonction en $\frac{1}{E}$.

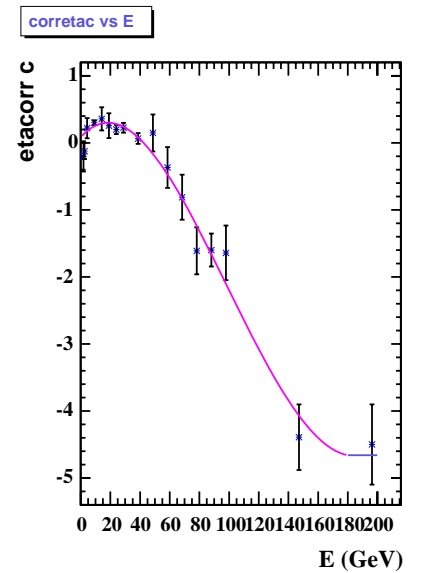


FIG. 6.19 – Terme en η^4 $c_{CC}(E)$ de la fonction $f_{CC}(\eta)$. Cette courbe est ajustée par un polynôme d'ordre 4 jusqu'à 180 GeV, puis est fixée au-delà à sa valeur en 180 GeV.

Pour se protéger des divergences et des éventuels problèmes de corrections trop importantes à basse énergie (ce qui conduirait à des énergies négatives) les corrections ne sont appliquées qu'aux électrons ayant une énergie $E > 2,5$ GeV. Afin d'éviter des divergences à haute énergie, les paramètres sont fixés à leur valeur en $E = 200$ GeV pour a_{CC} et b_{CC} , et en $E = 180$ GeV pour c_{CC} .

Dans les bouchons Nord et Sud

Les courbes obtenues pour les variations des paramètres α_{EC} , β_{EC} , γ_{EC} et δ_{EC} en fonction de l'énergie sont représentées figures 6.20 (pour α_{EC} , β_{EC} , et γ_{EC}), et figure 6.21 (pour δ_{EC}), pour la partie nord, et figures 6.22 (pour α_{EC} , β_{EC} , et γ_{EC}), et figure 6.23 (pour δ_{EC}), pour la partie sud. Elles ont été ajustées avec la fonction suivante :

$$Corr_{EC}(E) = \frac{A + B \times E + C \times E^2}{E} \quad (6.3)$$

les paramètres A, B et C ayant différentes valeurs pour les quatre fonctions α_{EC} , β_{EC} , γ_{EC} et δ_{EC} . Sur les figures, les paramètres sont notés respectivement p_0 , p_1 et p_2 pour A, B et C.

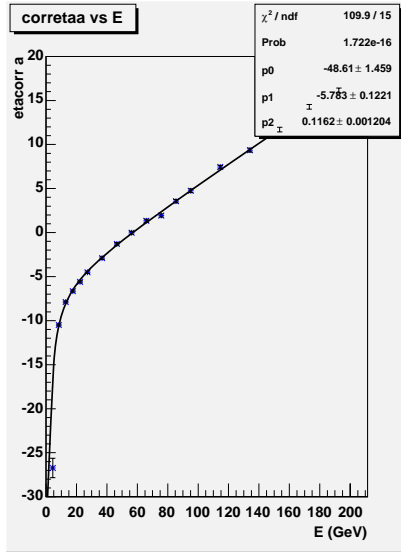


FIG. 6.20 – Terme constant $\alpha_{EC}(E)$ de la fonction $g_{EC}(\eta)$ de la partie nord. Les paramètres $\beta_{EC}(E)$ et $\gamma_{EC}(E)$ auront exactement la même forme.

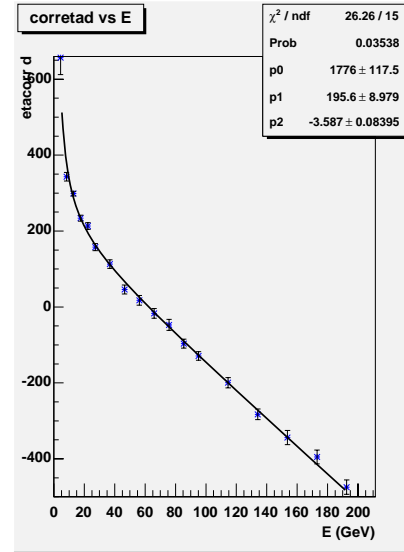


FIG. 6.21 – Terme en η^4 $\delta_{EC}(E)$ de la fonction $g_{EC}(\eta)$ de la partie nord.

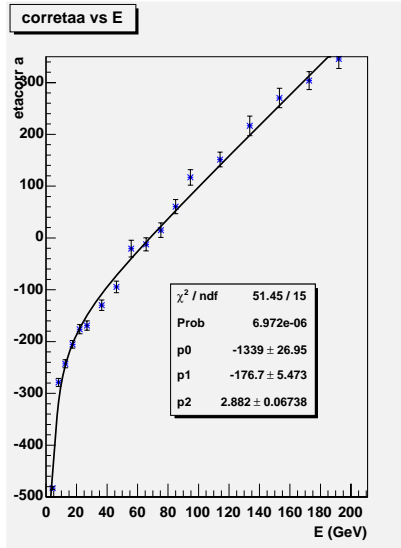


FIG. 6.22 – Terme constant $\alpha_{EC}(E)$ de la fonction $g_{EC}(\eta)$ de la partie sud. Les paramètres $\beta_{EC}(E)$ et $\gamma_{EC}(E)$ auront exactement la même forme.

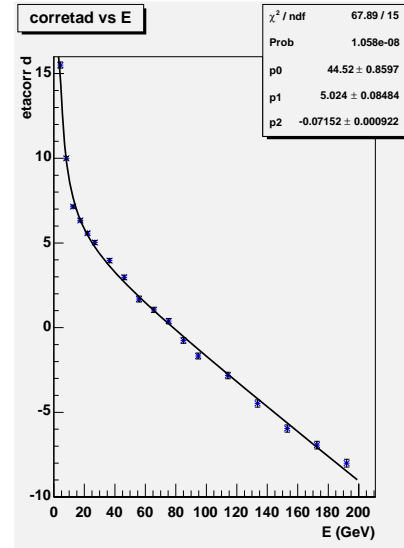


FIG. 6.23 – Terme en η^4 $\delta_{EC}(E)$ de la fonction $g_{EC}(\eta)$ de la partie sud.

6.2.3 Application des corrections et résultats

La troisième étape consiste à appliquer les corrections trouvées sur les échantillons de départ. On vérifie ainsi que la dépendance en η est corrigée, et que l'énergie reconstruite est en moyenne ramenée à sa valeur générée, sans en avoir dégradé la résolution.

Les figures 6.24, 6.25 et 6.26 montrent le résultat dans la partie centrale et les deux bouchons de la correction en η pour les électrons générés à 50 GeV.

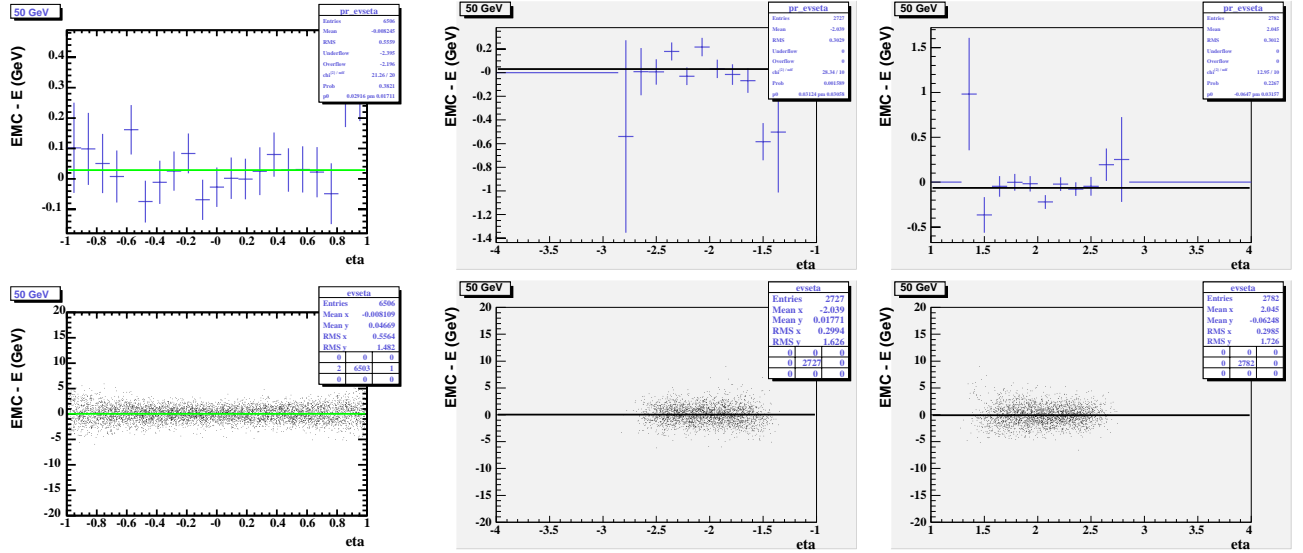


FIG. 6.24 – ΔE vs η pour les électrons générés à 50 GeV, dans la partie centrale du calorimètre, après application des corrections.

FIG. 6.25 – ΔE vs η pour les électrons générés à 50 GeV, dans le bouchon nord du calorimètre, après application des corrections.

FIG. 6.26 – ΔE vs η pour les électrons générés à 50 GeV, dans le bouchon sud du calorimètre, après application des corrections.

On remarque que les électrons ayant $|\eta| \simeq 1,0$ ou $|\eta| \simeq 1,4$ sont moins bien corrigés : ils sont situés près des extrémités de la région ICD. Ces régions seront mieux prises en compte dans la suite. Pour $|\eta| \geq 2,6$, la statistique est faible dans notre échantillon, d'où les grandes barres d'erreur.

Les figures 6.27, 6.28 et 6.29 montrent la distribution en énergie reconstruite, toujours pour les électrons générés à 50 GeV, et après corrections.

Le tableau 6.2 montre les résultats des paramètres de la distribution gaussienne de l'énergie après corrections, dans le calorimètre central et dans les deux bouchons.

calorimètre	valeur moyenne de la gaussienne	largeur de la gaussienne
CC	$49,96 \pm 0,02$ GeV	$1,47 \pm 0,02$ GeV
EC Nord	$50 \pm 0,0$ GeV	$1,61 \pm 0,02$ GeV
EC Sud	$50,11 \pm 0,03$ GeV	$1,71 \pm 0,03$ GeV

TAB. 6.2 – Comparaison des paramètres de la gaussienne caractérisant les distributions en énergie après corrections, pour une énergie générée de 50 GeV, entre le calorimètre central et les bouchons Nord et Sud.

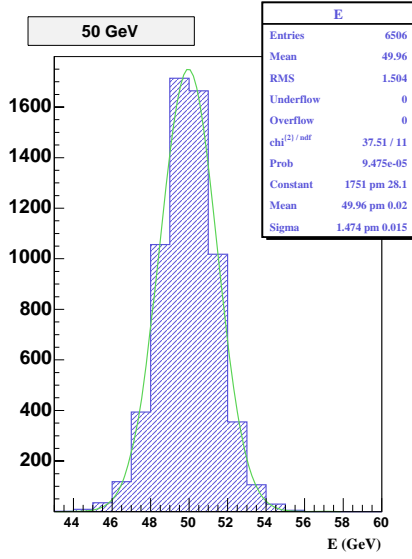


FIG. 6.27 – Distribution en énergie des électrons de 50 GeV après corrections, dans le calorimètre central. La distribution est gaussienne.

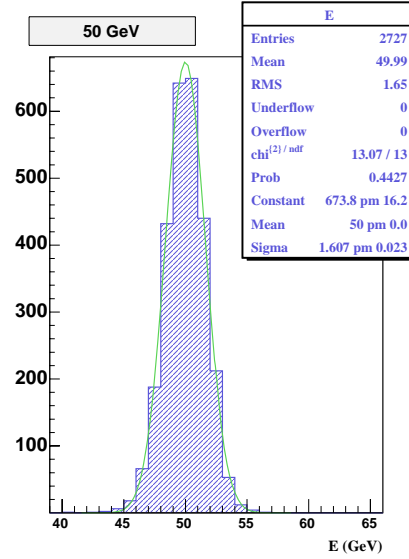


FIG. 6.28 – Distribution en énergie des électrons de 50 GeV après corrections, dans le bouchon nord. La distribution est gaussienne.

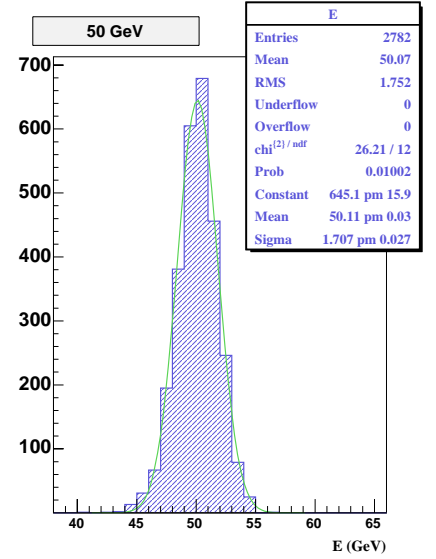


FIG. 6.29 – Distribution en énergie des électrons de 50 GeV après corrections, dans le bouchon sud. La distribution est gaussienne.

On s'attend à ce que la résolution en énergie s'améliore après corrections. Ce n'est pas le cas, car l'amplitude de la correction (environ 1,4 GeV à 50 GeV) est du même ordre de grandeur que la dispersion en énergie des électrons (1,5 GeV à 50 GeV).

On vérifie alors que la résolution n'est pas dégradée pour chacun des 18 points d'énergies différentes, et que la valeur moyenne est bien ramenée à la valeur générée.

Si l'on considère maintenant la distribution en η en ajoutant les électrons de l'ICD, on obtient la figure 6.30. Il faut maintenant corriger la perte d'énergie de ces électrons qui se situent aux bords des zones principales du calorimètre.

6.2.4 Ajout de la région ICD

Dans la suite, on prendra pour exemple le point à 60 GeV, qui est plus représentatif des problèmes rencontrés que le point à 50 GeV.

La figure 6.31 montre la distribution en énergie pour les électrons ayant $1,0 < |\eta_{\text{et}}| < 1,6$. On peut remarquer deux zones différentes, correspondant à la partie proche du calorimètre central ($|\eta_{\text{et}}| < 1,2$), notée partie CC de l'ICD dans la suite, ou aux parties proches des bouchons ($|\eta_{\text{et}}| > 1,4$), notées parties EC de l'ICD. La zone $1,2 < |\eta_{\text{det}}| < 1,4$ n'est pas instrumentée.

Les parties Nord et Sud ont le même comportement : les distributions seront donc symétrisées afin d'avoir accès à une plus grande statistique.

On va maintenant appliquer une correction globale sur tout le domaine en η_{et} .

Les électrons de l'ICD ont une énergie reconstruite beaucoup plus faible que les autres car ils passent dans une zone moins bien instrumentée. Les valeurs moyennes des énergies reconstruites dans les parties

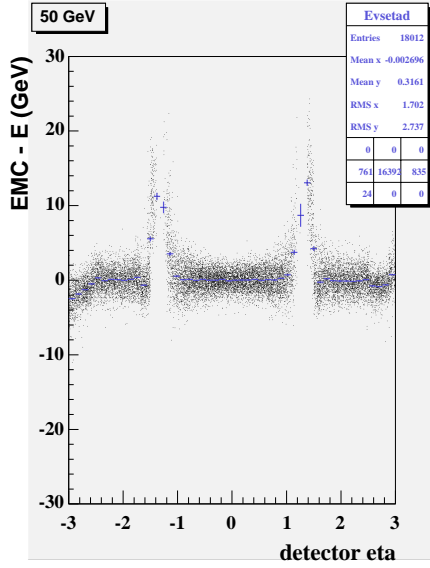


FIG. 6.30 – ΔE vs η pour les électrons générés à 50 GeV, dans tout le calorimètre, après application des corrections des parties centrale et bouchons.

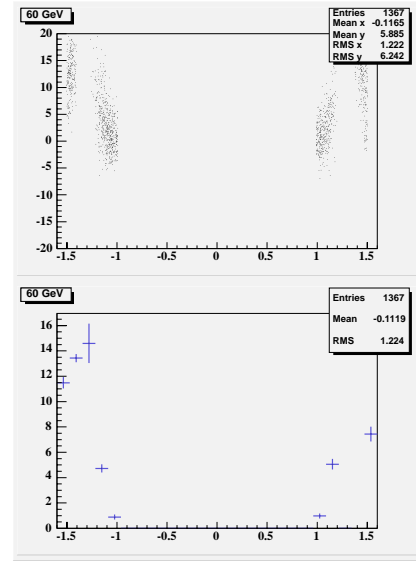


FIG. 6.31 – ΔE vs η pour les électrons générés à 60 GeV, ayant $1, 0 < |\eta_{det}| < 1, 6$, après application des corrections des parties centrale et bouchons.

CC et EC de l'ICD sont respectivement 57,7 GeV (figure 6.32 au milieu) et 47,3 GeV (figure 6.32 à droite), pour des électrons générés à 60 GeV. On reconnaît les deux pics correspondant sur la figure de gauche, qui représente l'énergie totale pour l'ICD. On va donc dans un premier temps ramener chaque groupe d'électrons à la bonne énergie, avant de paramétrer la différence entre l'énergie générée et l'énergie reconstruite en fonction de η_{det} .

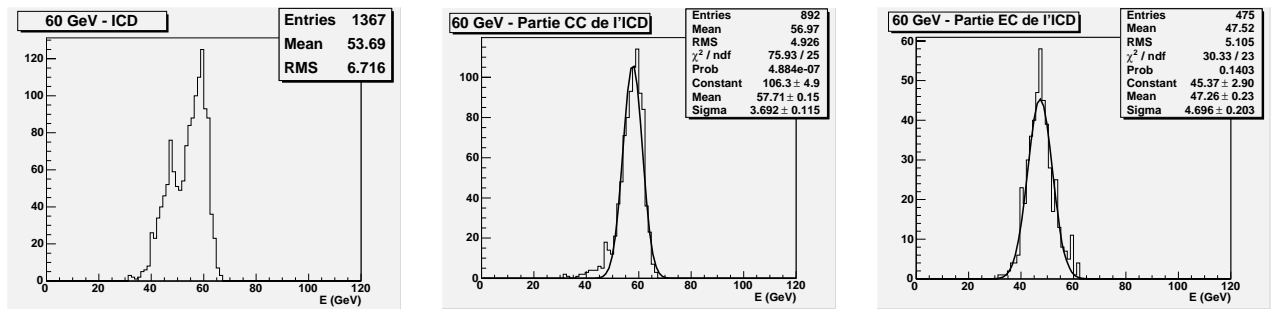


FIG. 6.32 – Distribution de l'énergie reconstruite des électrons de 60 GeV dans l'ICD (à gauche) puis séparément dans les parties CC (au milieu) et EC (à droite) de l'ICD.

La figure 6.33 montre l'énergie qu'il va falloir rajouter à la particule en fonction de l'énergie générée, pour la partie CC (figure de gauche) et EC (figure de droite) de l'ICD. On applique donc les fonctions suivantes, pour un électron reconstruit dans l'ICD à l'énergie E_{reco} :

$$\begin{aligned}
 \text{Si } |\eta_{det}| < 1,3 : E_{cor_{iccc}} &= 0,107 + 0,049 \times E_{reco} \\
 \text{Si } |\eta_{det}| > 1,3 : E_{cor_{iccc}} &= 1,21 + 0,176 \times E_{reco}
 \end{aligned}$$

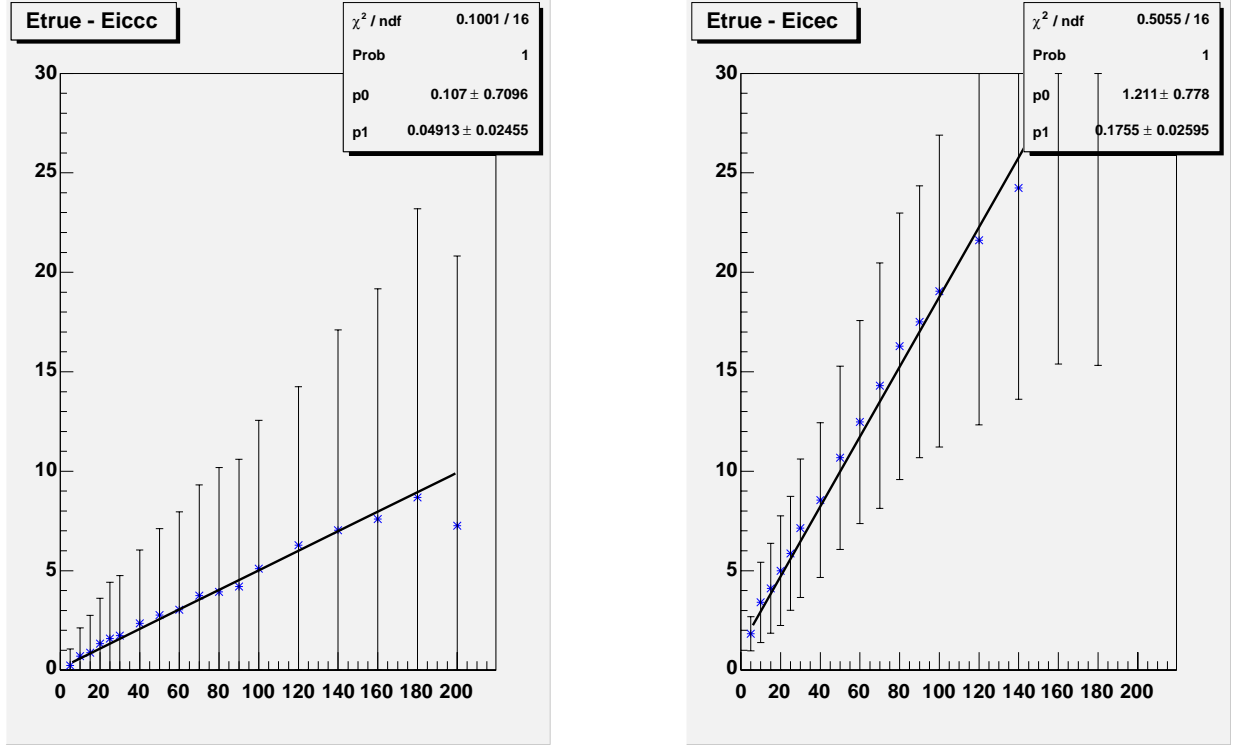


FIG. 6.33 – Différence entre l'énergie générée et l'énergie reconstruite en fonction de l'énergie générée dans la partie CC (à gauche) et dans la partie EC (à droite) de l'ICD.

Résumé de ce qui a été fait jusqu'à présent :

- on a corrigé les électrons ayant $|\eta_{det}| < 1,1$ et $|\eta_{det}| > 1,5$ respectivement par les fonctions $f_{CC}(\eta)$ et $g_{EC}(\eta)$;
- on ajoute les électrons de l'ICD ($1,1 < |\eta_{det}| < 1,5$). Afin d'avoir plus de statistique, on symétrise les distributions entre les parties Nord et Sud ;
- les électrons de l'ICD ont une énergie reconstruite beaucoup plus faible que ceux du CC et de l'EC. Comme on va appliquer dans la suite une correction globale de l'énergie en fonction de $|\eta_{det}|$, et que les électrons CC et EC ont déjà reçus une correction, il faut s'assurer que les électrons de l'ICD auront en moyenne la même énergie que ces derniers. En effet, si l'on prend par exemple un électron dans la partie EC de l'ICD avec une énergie reconstruite de 40 GeV, on lui appliquera la correction des électrons générés à 40 GeV. Or, d'après la figure 6.33 (à droite), son énergie initiale est plus probablement de 48 GeV : il faudrait lui appliquer la fonction globale obtenue à 48 GeV et non 40. C'est pourquoi on applique les fonctions $E_{cor_{iccc}}$ et $E_{cor_{iecc}}$ respectivement à l'énergie des électrons des parties CC et EC de l'ICD, avant de faire la correction globale.

On peut maintenant paramétrer la perte d'énergie dans l'ICD de façon globale en fonction de $|\eta_{det}|$: la figure 6.34 montre la distribution de la différence entre l'énergie générée et l'énergie reconstruite (corrigée dans l'ICD) en fonction de $|\eta_{det}|$, pour tout le calorimètre ($|\eta_{det}| < 2.5$). La fonction de paramétrisation est la suivante :

$$h_{IC}(\eta_{det}) = a_{IC} \times e^{-0.5 \times \left(\frac{\eta_{det} - b_{IC}}{0.096} \right)^2} \quad (6.4)$$

a_{IC} représente globalement la perte maximale au «centre» de l'ICD, et b_{IC} la position de ce «centre» en fonction de l'énergie. La largeur de l'ICD est trouvée stable : c'est le paramètre 0,096 de la fonction $h_{IC}(\eta_{det})$.

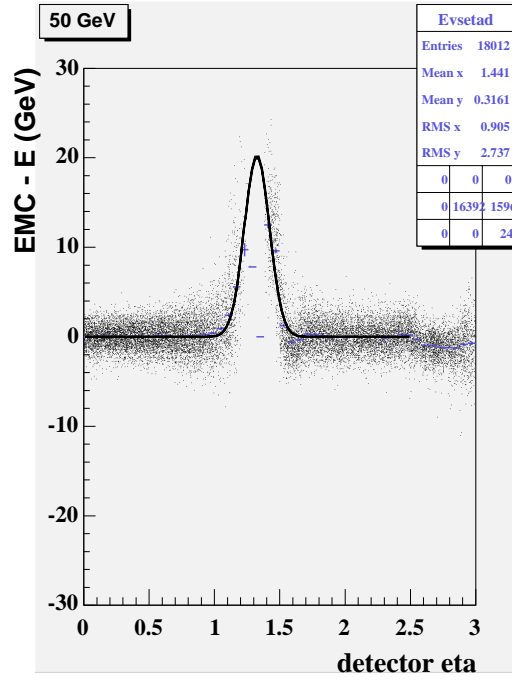


FIG. 6.34 – ΔE vs $|\eta_{det}|$ pour les électrons générés à 60 GeV, dans tout le calorimètre, après application des corrections des parties centrale et bouchons.

Les coefficients a_{IC} et b_{IC} de la fonction $h_{IC}(\eta)$ sont ensuite paramétrés en fonction de l'énergie (figures 6.35 et 6.36) respectivement par un polynôme de degré 3 et par une fonction en $\frac{1}{E}$.

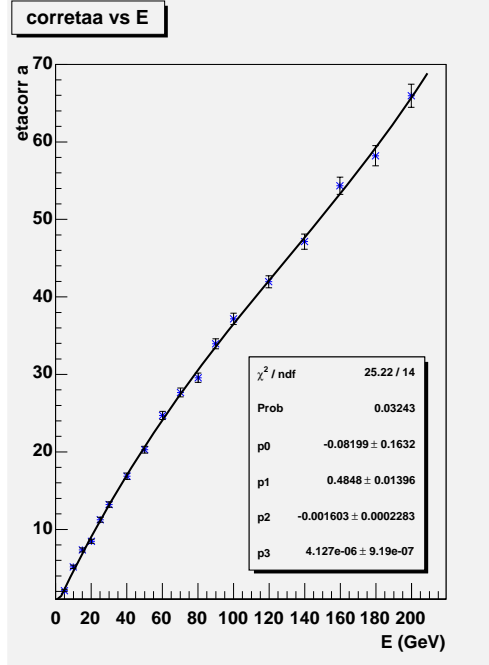


FIG. 6.35 – Terme constant $a_{IC}(E)$ de la fonction $h_{IC}(\eta_{det})$. Cette courbe est ajustée par un polynôme de degré 3.

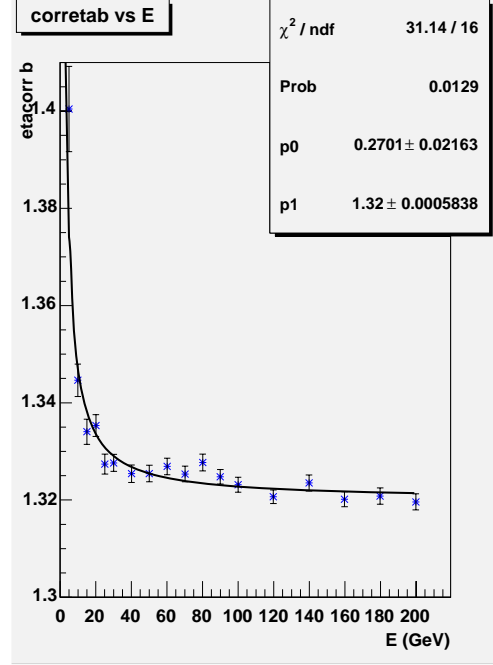


FIG. 6.36 – Paramètre $b_{IC}(E)$ de la fonction $h_{IC}(\eta_{det})$. Cette courbe est ajustée par une fonction en $\frac{1}{E}$.

Remarque : on notera que pour les corrections globales, on utilise le paramètre η_{let} et non η_{phys} comme pour les corrections du CC et de l'EC. En effet, ces derniers sont homogènes et la perte d'énergie des électrons dépend de la quantité de matière traversée, c'est-à-dire de la pente de la trajectoire, et donc du η_{phys} . Le but de la correction globale est cependant de corriger la perte restante d'énergie des électrons dans des zones très hétérogènes du détecteur. La perte d'énergie varie alors avec la position d'impact de la particule dans le calorimètre, c'est-à-dire en fonction de η_{let} .

6.3 Résultats

Les figures 6.37 et 6.38 montrent le résultat de l'application des corrections en termes de résolution du calorimètre. On notera qu'il s'agit d'une étude réalisée uniquement sur du Monte Carlo. On définit la résolution de la façon suivante, avec E l'énergie reconstruite :

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \sqrt{\left(\frac{b}{E}\right)^2 + \left(\frac{s}{\sqrt{E}}\right)^2 + c^2} \quad (6.5)$$

b s'appelle le terme de bruit, il caractérise la perte de résolution du calorimètre due au bruit de l'électronique de lecture, et à la radioactivité de l'uranium. Cela correspond à une variation en $1/E$ au niveau de la résolution. Si l'on se réfère à la largeur brute reconstruite $\sigma(E)$, le terme de bruit ne dépend pas de l'énergie, ce qui est cohérent avec la source de bruit considérée.

s est le terme d'échantillonnage (ou sampling), il caractérise la perte de résolution du calorimètre due à la séparation du calorimètre en zones actives (dans lesquelles l'énergie déposée par les particules est récoltée) et passives (dans lesquelles l'énergie déposée est perdue). Cela correspond à la variation en $1/\sqrt{E}$ au niveau de la résolution. Pour $\sigma(E)$, la variation est en \sqrt{E} : en fait, c'est une source de bruit directement liée à la statistique des électrons récoltés (soit une erreur poissonnienne en \sqrt{n}), nombre lui-même proportionnel au nombre de particules créées dans la gerbe, lui-même proportionnel à l'énergie déposée.

c est le terme constant. Il vient de la structure du calorimètre (non-uniformité de la géométrie des cellules), et de la calibration. C'est un terme constant pour la résolution telle qu'on l'a définie (équation (6.5)). Par contre pour $\sigma(E)$, la variation est proportionnelle à l'énergie : ceci s'explique par le fait que la calibration en énergie est directement proportionnelle à l'énergie mesurée.

Le tableau 6.3 montre les valeurs de ces 3 paramètres avant et après corrections dans les différentes parties du calorimètre. Pour information, les valeurs mesurées au Run I pour des électrons sont, dans le CC (resp. EC) : 0,148 (resp. 0,157) pour le terme d'échantillonnage, et 0,003 (resp. 0,045) pour le terme constant. On notera que ces valeurs ne sont pas comparables à celles que l'on a calculées, car elles sont mesurées sur des données réelles.

Nous n'avons pour l'instant vérifié l'effet des corrections que sur les échantillons MC qui nous ont permis de faire ces corrections. Il convient maintenant de vérifier sur un lot d'événements MC de $Z \rightarrow ee$ que les corrections permettent d'améliorer la valeur moyenne et la largeur du pic de résonance du Z, paramétré par une gaussienne. La figure 6.39 montre la valeur moyenne et la largeur avant et après corrections, en fonction du η du deuxième électron, le premier étant demandé explicitement dans le calorimètre central ($\eta_{det} < 1,1$).

On observe un léger désaccord entre la masse du Z reconstruite après corrections, et la masse générée. Le rôle de la calibration d'échelle (cf. §5.2.2) sera de corriger cet effet dans les données réelles.

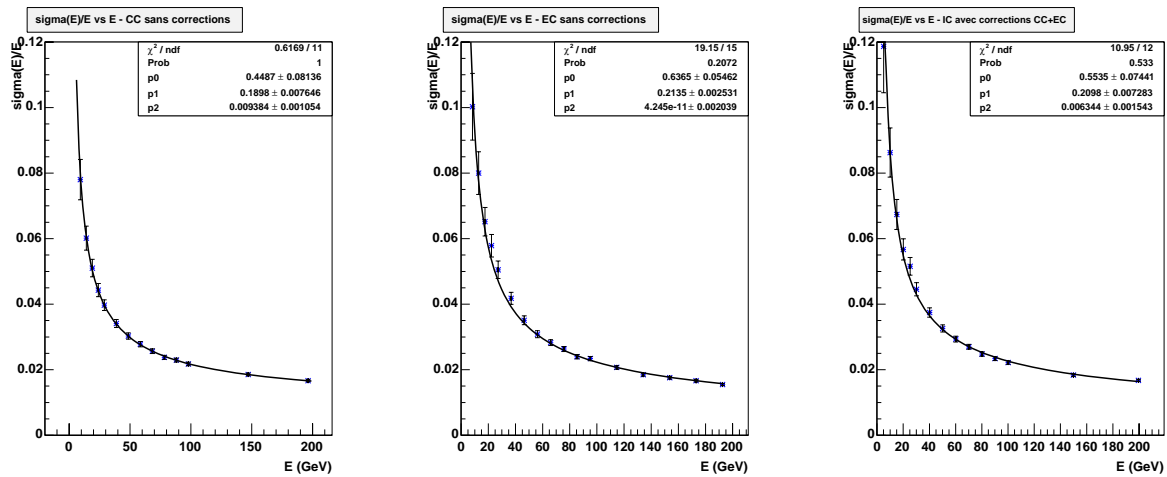


FIG. 6.37 – Résolution du calorimètre avant corrections, en fonction de l'énergie générée. A gauche, pour le calorimètre CC, au milieu pour les calorimètres EC Nord et Sud. A droite pour l'ensemble des calorimètres, avec les corrections CC et EC.

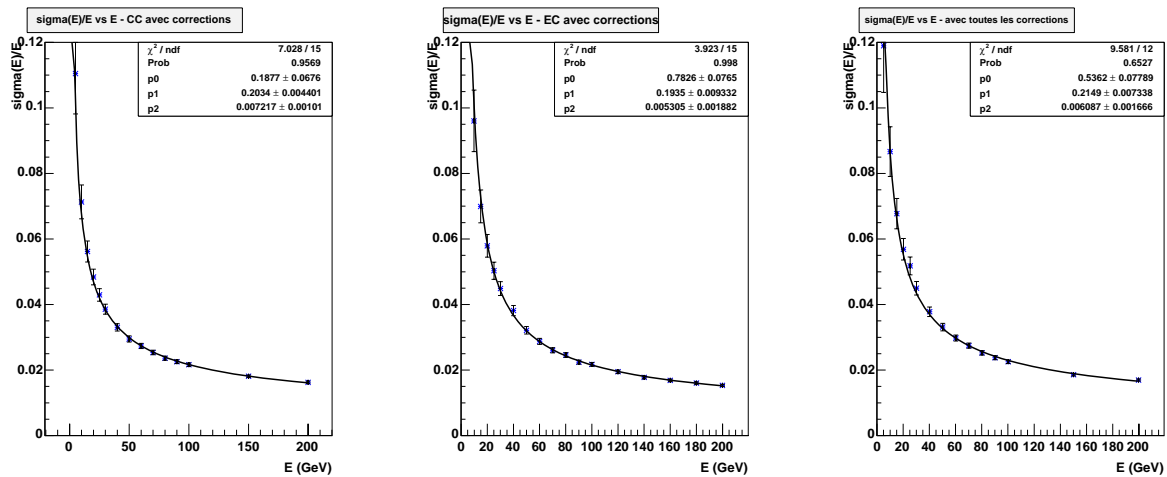


FIG. 6.38 – Résolution du calorimètre après corrections, en fonction de l'énergie générée. A gauche, pour le calorimètre CC, au milieu pour les calorimètres EC Nord et Sud, à droite pour l'ensemble des calorimètres.

Run II	Avant corrections			Après corrections		
Calorimètre	bruit	échantillonnage	constante	bruit	échantillonnage	constante
CC seul	$0,45 \pm 0,08$	$0,190 \pm 0,008$	$0,009 \pm 0,001$	$0,19 \pm 0,07$	$0,203 \pm 0,004$	$0,007 \pm 0,001$
EC seul	$0,64 \pm 0,05$	$0,214 \pm 0,003$	$0,00 \pm 0,002$	$0,78 \pm 0,07$	$0,194 \pm 0,009$	$0,005 \pm 0,002$
CC + EC + IC	$0,55 \pm 0,07$	$0,210 \pm 0,007$	$0,006 \pm 0,002$	$0,54 \pm 0,08$	$0,215 \pm 0,007$	$0,006 \pm 0,002$

TAB. 6.3 – Paramètres de bruit, d'échantillonnage et terme constant pour les calorimètres, avant et après application des corrections.

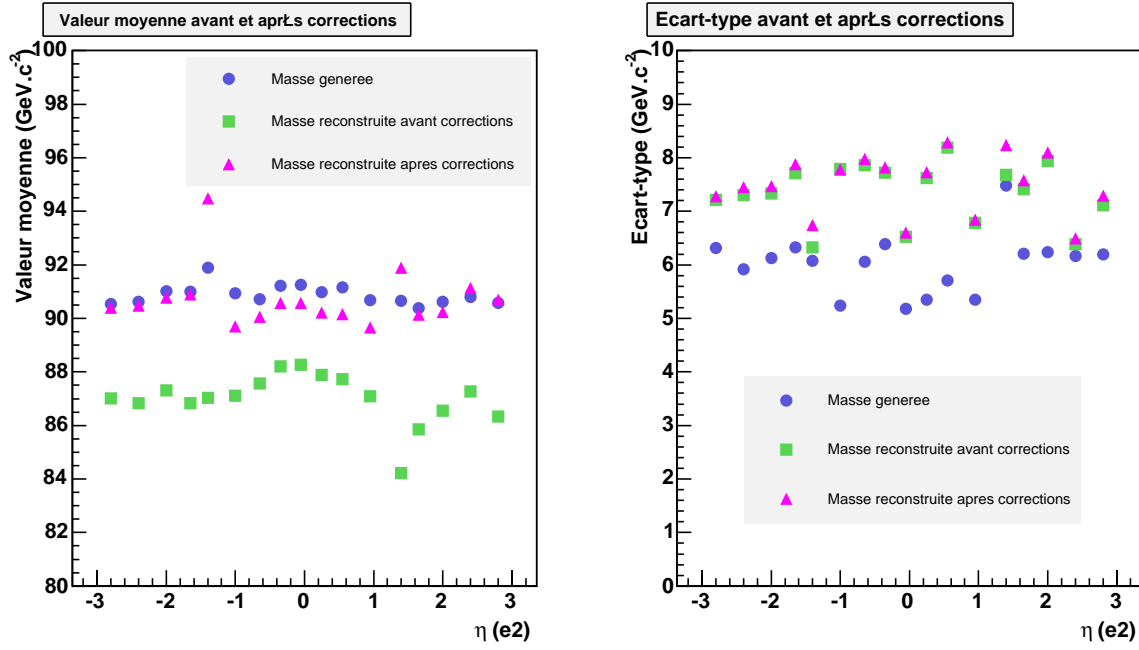


FIG. 6.39 – Valeur moyenne (à gauche) et largeur (à droite) d’une gaussienne représentant la distribution en masse invariante d’une paire d’électrons MC du Z, en fonction de η .

6.4 Développements et améliorations de la méthode existante

Dans l’ICD, les électrons perdent de façon complètement aléatoire entre 5 et plus de 50 % de leur énergie, quelque soit leur énergie initiale et l’angle η_{het} . Il faudrait trouver une autre variable pour paramétrer cette perte, qui n’est en fait pas d’origine géométrique, mais due à un manque d’instrumentation à cet endroit.

Les corrections appliquées permettent de corriger globalement l’ensemble du calorimètre, mais dégradent légèrement (dans la limite des barres d’erreurs) la résolution obtenue si l’on tient compte des électrons reconstruits dans l’ICD.

Dès que le détecteur de pied de gerbe sera complètement intégré dans la reconstruction de l’énergie, les corrections à appliquer seront plus petites, et plus précises. En particulier, cela devrait permettre d’améliorer la paramétrisation dans la région de l’ICD.

On peut aussi mentionner un effet qui devrait avoir un très fort impact sur les corrections géométriques : la structure du solénoïde a été décrite comme homogène dans la simulation que l’on a utilisée, alors qu’en réalité elle est très hétérogène. De plus, il manque 10% de l’épaisseur, en terme de X_0 [65].

Nous avons également étudié l’impact du nouvel algorithme d’identification des cellules chaudes dans le calorimètre : T42 (cf. chapitre 5). La conclusion est qu’en ce qui concerne les électrons, cela ne change pas la paramétrisation des corrections géométriques.

Finalement, il faudrait également étudier les corrections géométriques pour les photons. Une première

étude très rapide nous a en effet permis de penser que les corrections devraient être différentes : les gerbes des photons ne se développent pas de la même manière que les gerbes d'électrons.

Chapitre 7

Recherche d'évènements trileptons

Dans ce chapitre, nous allons détailler l'analyse qui a été réalisée pour la recherche d'évènements trileptons.

On a vu dans les chapitres précédents que l'état final attendu pour le signal doit contenir au moins 4 leptons chargés, dont au moins 2 électrons, et au moins 2 neutrinos venant de la désintégration avec le couplage λ_{121} des deux LSP produites. Comme peu de processus du Modèle Standard donnent un état final à 3 leptons, on va considérer la perte possible d'un lepton lors de la reconstruction, et donc rechercher un état final contenant 3 leptons et de l'énergie transverse manquante. Les données utilisées pour cette étude ont été prises entre juin 2002 et août 2004, ce qui correspond à une luminosité intégrée de 350 pb^{-1} .

On procédera en trois étapes :

- il faut d'abord vérifier que l'on comprend les données prises par le détecteur, et que l'on est capable de reproduire leurs propriétés au niveau de la simulation. On a déjà vu dans le chapitre 5 que cela conduisait à appliquer des corrections aux objets reconstruits, mais également à des élargissements ad hoc de certaines distributions dans le MC, afin de tenir compte d'effets mal simulés.

On va voir dans ce chapitre qu'en comparant les efficacités des critères de sélection dans les données réelles et dans le MC, on aura à appliquer des facteurs correctifs au MC. D'autre part, il va falloir reproduire l'effet du système de déclenchement sur le MC. Finalement, il faudra étudier un processus qui ne peut être simulé par MC : les évènements dits de QCD imitant des «vrais» électrons ou muons.

- il faut ensuite développer des coupures rejetant les processus du Modèle Standard ou le QCD tout en conservant un maximum d'efficacité dans le signal. Pour cela, on se base uniquement sur le Monte Carlo, et on étudie les coupures en fonction du rapport $signal/\sqrt{bruit}$.
- Finalement ce jeu de coupures est appliqué sur les données réelles.

L'interprétation des résultats fera l'objet du chapitre suivant.

7.1 Vérification de l'accord entre les données réelles et simulées

Nous allons étudier deux types d'évènements : des évènements ayant deux électrons (notés (ee)), et des évènements ayant un électron et un muon (notés ($e\mu$)).

7.1.1 Les échantillons étudiés

Les données réelles

On a utilisé deux présélections faites par la collaboration [76] :

- une sélection de deux objets électromagnétiques de typeID = 10 ou ± 11 , ayant $p_T > 7 \text{ GeV.c}^{-1}$. On appellera cette sélection 2EM.

- une sélection d'un objet électromagnétique de type $ID = 10$ ou ± 11 et d'un muon de qualité *loose*, avec $p_T > 5 \text{ GeV.c}^{-1}$ pour les deux objets. On appellera cette sélection EMMU.

Seuls les évènements ayant soit 2 électrons isolés entre eux ($\Delta R(e - e) > 0,4$), soit 1 électron et 1 muon également isolés entre eux ($\Delta R(e - \mu) > 0,2$), tous les leptons devant être isolés des jets ($\Delta R(l - jet) > 0,5$), passant les coupures de qualité et les coupures fiducielles, et de $p_T > 10 \text{ GeV.c}^{-1}$, sont sélectionnés pour l'analyse.

Les MC du Modèle Standard

Tous les processus du Modèle Standard donnant des états finals avec au moins 2 électrons ou au moins 1 électron et 1 muon doivent être considérés. Les processus qui satisfont les coupures de présélection sont reportés dans le tableau 7.1, avec leur section efficace de production σ au NLO (si nécessaire multipliée par un rapport d'embranchement Br), et le nombre d'évènements générés. On définit la luminosité équivalente \mathcal{L}_{eq} comme étant la luminosité qu'il aurait fallu avoir dans les données réelles pour avoir autant d'évènements¹ du processus que le nombre généré $N_{gen} : \mathcal{L}_{eq} = \frac{N_{gen}}{\sigma}$.

processus (masses en GeV/c^2)	$\sigma_{LO} \times Br$ (pb)	k-facteur	$\sigma_{NLO} \times Br$ (pb)	Nb d'évènements générés	\mathcal{L}_{eq} (pb^{-1})
$\gamma^*/Z \rightarrow ee (5 - 15)$	3558	$1,29 \pm 0,06$	4590 ± 213	215250	47
$\gamma^*/Z \rightarrow ee (15 - 60)$	337,6	$1,30 \pm 0,05$	455 ± 17	624500	1372
$\gamma^*/Z \rightarrow ee (60 - 130)$	183,0	$1,39 \pm 0,04$	254 ± 7	400000	1575
$\gamma^*/Z \rightarrow ee (130 - 250)$	1,370	$1,39 \pm 0,04$	$1,90 \pm 0,05$	103500	54500
$\gamma^*/Z \rightarrow ee (250 - 500)$	0,115	$1,35 \pm 0,06$	$0,158 \pm 0,005$	10000	63300
$\gamma^*/Z \rightarrow ee (> 500)$	0,0047	$1,35 \pm 0,06$	$0,0063 \pm 0,0003$	10000	$1,6 \times 10^6$
$\gamma^*/Z \rightarrow \mu\mu (60 - 130)$	183,0	$1,39 \pm 0,04$	254 ± 7	460000	1811
$\gamma^*/Z \rightarrow \mu\mu (130 - 250)$	1,370	$1,39 \pm 0,04$	$1,90 \pm 0,05$	10000	5263
$\gamma^*/Z \rightarrow \mu\mu (250 - 500)$	0,115	$1,35 \pm 0,06$	$0,158 \pm 0,005$	18500	$1,2 \times 10^5$
$\gamma^*/Z \rightarrow \mu\mu (> 500)$	0,0047	$1,35 \pm 0,06$	$0,0063 \pm 0,0003$	9500	$1,5 \times 10^6$
$\gamma^*/Z \rightarrow \tau\tau (15 - 60)$	337,6	$1,30 \pm 0,05$	455 ± 17	544563	1197
$\gamma^*/Z \rightarrow \tau\tau (60 - 130)$	183,0	$1,39 \pm 0,04$	254 ± 7	655000	2580
$\gamma^*/Z \rightarrow \tau\tau (130 - 250)$	1,370	$1,39 \pm 0,04$	$1,90 \pm 0,05$	104000	54700
$\gamma^*/Z \rightarrow \tau\tau (250 - 500)$	0,115	$1,35 \pm 0,06$	$0,158 \pm 0,005$	11000	69600
$\gamma^*/Z \rightarrow \tau\tau (> 500)$	0,0047	$1,35 \pm 0,06$	$0,0063 \pm 0,0003$	9750	$1,5 \times 10^6$
$W \rightarrow e\nu$	1899	$1,36 \pm 0,07$	2583 ± 133	552500	214
$W \rightarrow \tau\nu$	1899	$1,36 \pm 0,07$	2583 ± 133	774500	300
$WW \text{ incl}$	$12 \pm 0,6(scale) \pm 0,3(PDF)$			50000	4167
$WZ \text{ incl}$	$3,68 \pm 0,22(scale) \pm 0,12(PDF)$			53000	14400
$ZZ \text{ incl}$	$1,42 \pm 0,06(scale) \pm 0,05(PDF)$			53500	37700
$t\bar{t} \rightarrow ll$	$0,69 \pm 0,12$			9000	13000
$\Upsilon(1s) \rightarrow ee$	48 ± 14			63000	1313
$\Upsilon(2s) \rightarrow ee$	49 ± 15			30000	612

TAB. 7.1 – Les processus du Modèle Standard donnant un état final avec au moins 2 électrons, ou au moins 1 électron et 1 muon. Les processus qui ne satisfont pas les critères de présélection ne sont pas reportés.

Les échantillons Monte Carlo ont été produits officiellement par la collaboration avec la version 6.202 de PYTHIA [35], et reconstruits principalement avec la version p14.05.02 du code de reconstruction de DØ [51]. Pour les fonctions de densité de partons, la version CTEQ5L² [47] a été utilisée³.

¹En supposant un déclenchement 100% efficace.

²CTEQ signifie Coordinated Theoretical-Experimental project on QCD.

³Certains processus n'ont été générés par la collaboration qu'avec CTEQ4L.

Les sections efficaces sont calculées par Pythia au premier ordre (LO). Pour les processus Drell-Yan⁴, on multiplie les sections efficaces par un facteur correctif appelé k-facteur, afin d'avoir des sections efficaces au deuxième ordre (NLO). Le k-facteur a été moyenné à 1,30 pour les Drell-Yan générés entre 5 et 60 GeV.c⁻², 1,39 entre 60 et 250 GeV.c⁻², et 1,35 au-delà. Ces k-facteurs ont été calculés précisément [77] en fonction de la masse générée du Z/γ*, figure 7.1, pour les versions CTEQ5L et CTEQ5M des fonctions de densité de partons.

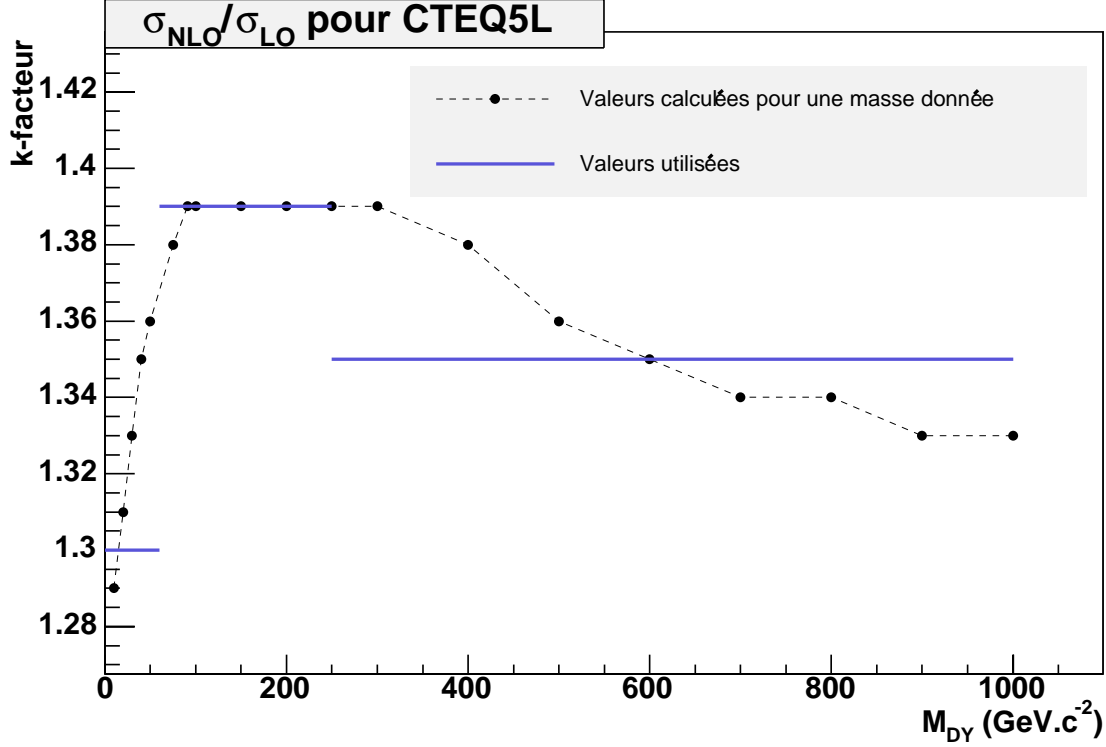


FIG. 7.1 – Facteur multiplicatif (k-facteur) à appliquer aux sections efficaces LO données par Pythia pour avoir les sections efficaces NLO, pour les processus Drell-Yan générés avec une masse du Z/γ* comprise entre 10 et 1000 GeV.c⁻².

Les autres processus également ont leur section efficace calculée au NLO par MCFM (Monte Carlo for FeMtobarn processes) [78] : le k-facteur correspondant pour $W \rightarrow l\nu$ est par exemple de $1,36 \pm 0,07$ [79]. Les sections efficaces de production de dibosons ont été obtenues dans la référence [77], et pour le processus $t\bar{t} \rightarrow ll$ dans la référence [80].

Afin d'avoir une erreur statistique raisonnable⁵, on doit avoir une luminosité équivalente par processus au moins égale à la luminosité étudiée dans les données réelles. Ici, on voit que les processus souffrant de manque de statistique sont :

- $Z/\gamma^* \rightarrow ll$ entre 5 et 15 GeV.c⁻² : il en faudrait au moins 6 fois plus. Cependant, les coupures cinématiques appliquées dans la suite réduiront naturellement ce processus.
- $W \rightarrow e\nu$: il en faudrait au moins 2 fois plus. Cependant, ce processus produit un état final à trois leptons seulement si 2 des jets accompagnateurs fluctuent en électron et/ou en muon. Ce ne sera pas

⁴On appelle Drell-Yan le processus de production de dileptons dans les collisions hadroniques : $q\bar{q} \rightarrow Z/\gamma^* \rightarrow l\bar{l}$.

⁵Avec une statistique poissonnienne, 0 événement fluctue à $0^{+1,16}_{-0}$ à 1σ [81] : normalisé à la luminosité L dans les données, on aura donc à la fin $0^{+1,16 \times \frac{L}{L_{eq}}}_{-0}$ événements pour le processus considéré. Plus L_{eq} est grande, moins l'erreur sera importante.

non plus un des processus prépondérants, il disparaîtra très vite par des coupures de qualité.

Remarque : les sections efficaces des processus Υ pour les résonances 1s et 2s ont été ramenées à ce qu'on observe dans les données réelles. Les sections efficaces théoriques LO données par Pythia sont respectivement de 34 350 pb et 24 470 pb. La plupart des évènements sont cependant générés à grande pseudo-rapacité, près de l'axe du faisceau, pour des raisons cinématiques. Ces régions étant à l'extérieur de l'acceptance du détecteur ($\eta < 3$), un facteur de sélection au niveau de la génération (appelé D0Mess, pour MC Event Selection System [82]) ramène ces sections efficaces à 190 et 184 pb pour les échantillons étudiés. On applique un facteur multiplicatif supplémentaire d'environ 0,25 afin d'avoir accord avec le nombre d'évènements que l'on observe dans les données réelles. La différence peut venir par exemple de la présélection faite au niveau du skimming dans les données réelles (2 électrons de $p_T > 7 \text{ GeV.c}^{-1}$), ou encore du système de déclenchement qui n'est 100% efficace qu'au-delà de 15 GeV.c^{-1} et qu'on ne caractérise pas bien à basse énergie (cf. section 7.1.4).

Les MC du signal

Tous les échantillons ont été générés avec la version v3.00-43 de SUSYGEN [30] par une production privée. Susygen est interfacé avec Suspect [31] pour l'utilisation des équations du groupe de renormalisation dans le calcul des masses. CTEQ5L a également été utilisé pour les fonctions de densité de partons. On a ajouté en moyenne 0,8 évènement dit à biais minimum («Minimum Bias») pour tenir compte des interactions multiples au sein du détecteur.

Pour le modèle mSUGRA, les tableaux 7.2 et 7.3 montrent les valeurs de divers paramètres pour différentes valeurs de m_0 , $m_{1/2}$, et du signe de μ . Les masses des 2 neutralinos les plus légers, et du chargino le plus léger sont calculées par Suspect. Les sections efficaces de production de paires de charginos (σ_{CC}), de paires neutralino-chargino (σ_{NC}), et finalement la section efficace totale de production SUSY sont calculées par SUSYGEN au LO multipliées par le k-facteur de GAUGINOS [34].

On fera en outre une interprétation des résultats dans le cadre du MSSM dans le chapitre 8.

signe de μ	$m_{1/2}$ GeV/c ²	$m_{\tilde{\chi}_1^0}$ GeV/c ²	$m_{\tilde{\chi}_2^0}$ GeV/c ²	$m_{\tilde{\chi}_1^\pm}$ GeV/c ²	σ_{CC} (LO) pb	σ_{NC} (LO) pb	σ_{tot} (NLO) pb
$\mu < 0$	330	140,4	280,4	280,6	0,0043	0,0053	0,0112
	310	131,8	263,7	263,9	0,0066	0,0083	0,0176
	290	123,4	247,1	247,2	0,0102	0,0132	0,0278
	270	114,9	230,5	230,7	0,0158	0,0210	0,0441
	250	106,6	214,0	214,1	0,0245	0,0333	0,0702
	230	98	197,4	197,6	0,0383	0,0538	0,1158
	240	97,4	189,2	188,6	0,0482	0,0687	0,1434
$\mu > 0$	340	140,2	272,7	272,3	0,0053	0,0066	0,0138
	320	131,6	256,0	255,6	0,0081	0,0103	0,0217
	300	123,1	239,2	238,7	0,0126	0,0164	0,0344
	280	114,6	222,5	222,0	0,0193	0,0262	0,0547
	260	105,9	205,7	205,1	0,0305	0,0423	0,0884
	240	97,4	189,2	188,6	0,0482	0,0687	0,1434
	230	98	197,4	197,6	0,0383	0,0538	0,1158

TAB. 7.2 – Masses et sections efficaces en mSUGRA : $m_0=1000 \text{ GeV.c}^{-2}$, $\tan\beta=5$, $A_0=0$ et les deux signes de μ . On note N tout neutralino, et C tout chargino. Les masses sont calculées par SUSYGEN, et les sections efficaces sont calculées par SUSYGEN au LO, multiplié par le k-facteur de GAUGINOS seulement pour la section efficace totale.

signe de μ	$m_{1/2}$ GeV/c ²	$m_{\tilde{\chi}_1^0}$ GeV/c ²	$m_{\tilde{\chi}_2^0}$ GeV/c ²	$m_{\tilde{\chi}_1^\pm}$ GeV/c ²	σ_{CC} (LO) pb	σ_{NC} (LO) pb	σ_{tot} (NLO) pb
$\mu < 0$	400	164,8	321,8	321,9	0,0011	0,0012	0,00268
	350	143,7	280,0	280,2	0,0031	0,0037	0,00792
	330	135,3	263,3	263,5	0,0047	0,0057	0,01220
	310	127,0	246,6	246,8	0,0072	0,0089	0,01902
	290	118,6	229,9	230,2	0,0110	0,0140	0,02957
	280	114,4	221,5	221,8	0,0136	0,0176	0,03722
	270	110,3	213,2	213,5	0,0171	0,0221	0,04691
	260	106,1	204,8	205,2	0,0210	0,0280	0,05899
	250	102,0	196,5	196,9	0,0264	0,0351	0,07440
	240	97,8	188,1	188,6	0,0333	0,0447	0,09445
	230	93,8	179,8	180,3	0,0417	0,0572	0,1208
	210	85,5	163,1	163,8	0,0672	0,0942	0,1992
	170	69,2	129,7	130,7	0,1871	0,2764	0,5856
	160	65,1	121,4	122,4	0,2478	0,3715	0,7872
	150	61,0	113,0	114,2	0,3309	0,5063	1,0707
$\mu > 0$	400	160,7	306,4	306,0	0,0017	0,0019	0,0041
	340	135,1	255,5	245,8	0,0060	0,0075	0,01569
	320	126,5	238,5	237,7	0,0093	0,0119	0,02482
	310	122,3	230,0	229,1	0,0116	0,0150	0,03134
	300	117,9	221,4	220,5	0,0145	0,0190	0,03975
	290	113,7	212,9	211,9	0,0182	0,0244	0,05072
	280	109,3	204,3	203,3	0,0229	0,0311	0,06461
	270	105,0	195,8	194,6	0,0289	0,0398	0,08270
	260	100,7	187,2	185,9	0,0369	0,0511	0,1065
	250	96,4	178,7	177,3	0,0467	0,0660	0,1372
	240	91,9	170,1	168,6	0,0596	0,086	0,1783
	220	83,2	153,0	151,1	0,0999	0,1484	0,3078
	200	74,2	135,8	133,5	0,1743	0,2710	0,5588
	190	69,8	127,4	124,8	0,2354	0,3724	0,7674

TAB. 7.3 – *Masses et sections efficaces en mSUGRA : $m_0=100 \text{ GeV.c}^{-2}$, $\tan\beta=5$, $A_0=0$ et les deux signes de μ . On note N tout neutralino, et C tout chargino. Les masses sont calculées par SUSYGEN, et les sections efficaces sont calculées par SUSYGEN au LO, multiplié par le k-facteur de GAUGINOS seulement pour la section efficace totale.*

7.1.2 Efficacité des coupures de qualité pour les électrons

Dans le chapitre 5, on a défini les critères de sélection des électrons sous forme d'un ensemble de coupures de qualité. On cherche maintenant à déterminer les efficacités de ces coupures en fonction de l'impulsion transverse et de la pseudo-rapidité de l'électron. Afin d'être certain de travailler avec des «vrais électrons», on sélectionnera deux objets électromagnétiques dont la masse invariante est compatible avec celle du Z ou de l' Υ . Étant donnée la corrélation entre la variable likelihood et les autres variables, on calcule directement l'efficacité de l'ensemble des coupures de qualité, dans les données réelles, ϵ_{data} , et dans le Monte Carlo, ϵ_{MC} . On en déduira alors un facteur correctif pour le Monte Carlo de la forme $\frac{\epsilon_{data}}{\epsilon_{MC}}$.

La méthode, appelée «tag and probe» [83] se base sur des évènements ayant deux électrons dont la masse invariante appartient à la région en masse du Z ou de l' Υ . Comme on l'a déjà mentionné, on veut en effet être certain que l'échantillon sur lequel on calcule ces efficacités est constitué de vrais électrons. Un des électrons de la paire sera systématiquement demandé à être très bien identifié (électron «taggé», ou «tag»), tandis qu'on testera les critères de sélection de l'autre (électron «testé», ou «probe»).

On appelle **tight**, **pass** et **fail** les coupures suivantes, pour un objet électromagnétique ayant typeID = 10 ou ± 11 , passant les coupures fiducielles (cf. chapitre 5) :

- **tight** = $f_{EM} > 0,9$, $iso < 0,15$, $hmx7 < 15$, $lhoo > 0,8$ et $\chi_{tot}^2 > 0,01$,
- **pass** = $f_{EM} > 0,9$, $iso < 0,15$, $hmx7 < 40$, $lhoo > 0,5$ et $\chi_{tot}^2 > 0,01$, mais sans passer la coupure **tight**.
- **fail** = $\overline{\text{pass}}$: l'évènement ne passe pas au moins une des coupures contenues dans **pass**.
- **cut** = $f_{EM} > 0,9$, $iso < 0,15$, $hmx7 < 40$, $lhoo > 0,5$ et $\chi_{tot}^2 > 0,01$.

On définit les efficacités de ces différents jeux de coupures par $\epsilon_{tight} = N_{tight}/N$, $\epsilon_{pass} = N_{pass}/N$ et $\epsilon_{fail} = N_{fail}/N = (N - N_{pass})/N = 1 - \epsilon_{pass}$, où N est le nombre total de clusters EM vérifiant typeID = 10 ou ± 11 . Si l'on suppose de plus qu'il n'y a pas de corrélation entre les électrons, alors on montre que :

$$\epsilon_{cut} = \frac{2(tt) + (tp)}{2(tt) + (tp) + (tf)} \quad (7.1)$$

avec (tt) le nombre d'évènements où deux électrons passent la coupure **tight**, (tp) le nombre d'évènements où un électron est **tight**, l'autre **pass**, et (tf) le nombre d'évènements avec un électron **tight** et un électron **fail**.

Ces efficacités ont été calculées dans les données réelles et dans le Monte Carlo pour une sélection de deux électrons, en fonction du p_T de l'électron testé (par intervalles en p_T de 5 GeV.c⁻¹), et pour les calorimètres CC et EC séparément. On compte le nombre d'évènements (tt) , (tp) et (tf) de la façon suivante :

- pour un électron tight de $p_T > 25$ GeV.c⁻¹ (afin de sélectionner préférentiellement des évènements de type Z), on paramétrise les distributions en masse invariante lorsque l'électron testé (qui est soit tight, soit pass, soit fail) est dans des intervalles en p_T de 5 GeV.c⁻¹ entre 15 et 50 GeV.c⁻¹, et pour les régions CC et EC séparément. On modélise la résonance du Z par une fonction gaussienne, et le fond par une exponentielle décroissante : un exemple de paramétrisation est montré sur la figure 7.2, pour l'électron test entre 15 et 20 GeV.c⁻¹ dans EC. La figure du haut montre les évènements (tt) , la figure du milieu les évènements (tp) , et la figure du bas les évènements (tf) . Les nombres de *signal* et de *bruit* sont obtenus en prenant respectivement l'intégrale de la fonction gaussienne entre $-2,5$ et $2,5 \sigma$, et l'intégrale de l'exponentielle dans le même intervalle.
- de la même manière, pour un électron tight de $p_T < 20$ GeV.c⁻¹ (afin de sélectionner préférentiellement des évènements de type Υ), on paramétrise les distributions en masse invariante lorsque l'électron testé est dans des intervalles en p_T de 5 GeV.c⁻¹ entre 5 et 15 GeV.c⁻¹, et pour les régions CC et EC séparément. Un exemple de paramétrisation est montré sur la figure 7.3, pour l'électron test entre 5 et 10 GeV.c⁻¹ dans CC.
- on extrait les mêmes nombres dans les échantillons Monte Carlo du Z et de l' Υ .

Remarques : • si l'on veut l'efficacité totale des coupures de qualité, il faut également calculer l'efficacité de la coupure typeID = 10 ou ± 11 . On a ici supposé qu'elle était la même dans les données et dans le MC.

• On pourrait faire plus de régions en η . La statistique n'étant pas suffisante dans les calorimètres bouchons, et ayant vérifié que l'efficacité était plate dans la région centrale, on a opté pour le calcul en seulement deux zones, CC et EC.

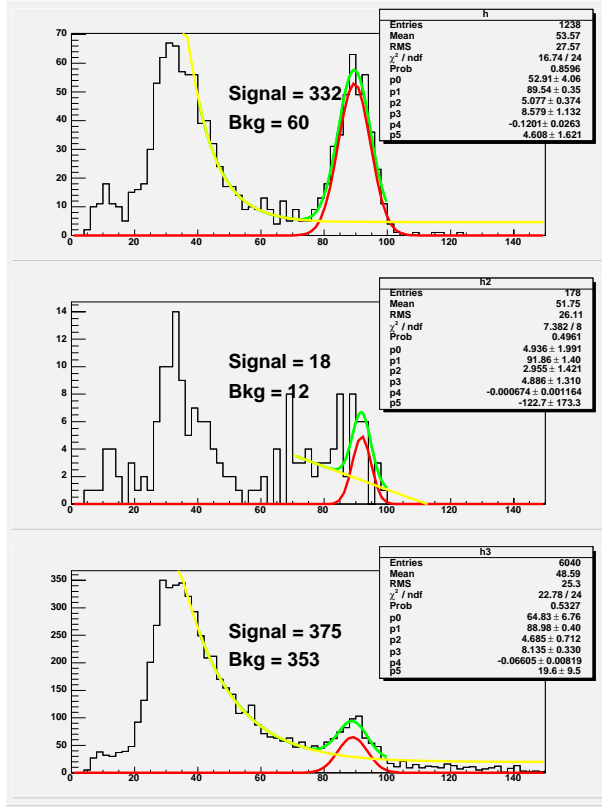


FIG. 7.2 – Masse invariante pour les évènements (tt), (tp) et (tf) pour un électron testé $15 < p_T < 20 \text{ GeV} \cdot c^{-1}$ dans l'EC, et l'électron tight $p_T > 25 \text{ GeV} \cdot c^{-1}$. La distribution a été paramétrée par la somme d'une exponentielle et d'une gaussienne : $f(x) = p_0 * e^{-0.5*((x-p_1)/p_2)^2} + e^{p_3+p_4*x} + p_5$.

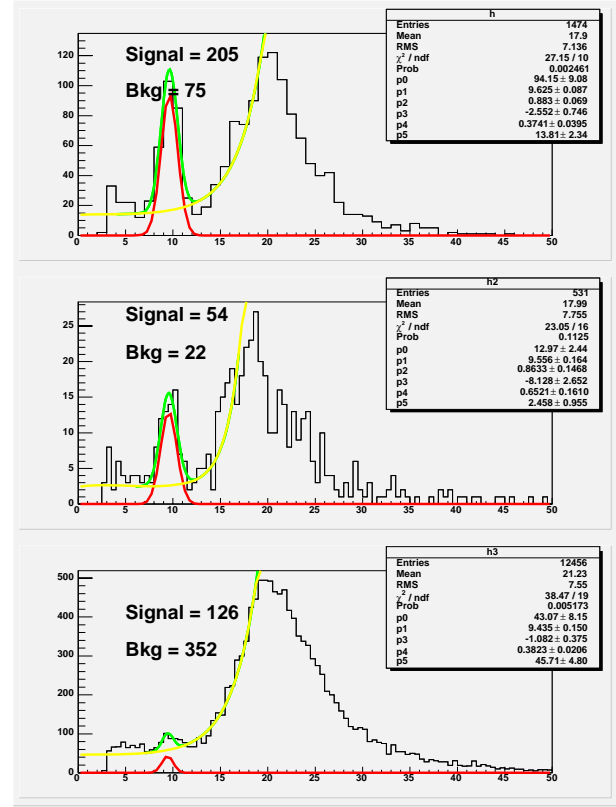


FIG. 7.3 – Masse invariante pour les évènements (tt), (tp) et (tf) pour un électron testé $7 < p_T < 10 \text{ GeV} \cdot c^{-1}$ dans le CC, et l'électron tight $p_T < 20 \text{ GeV} \cdot c^{-1}$. La distribution a été paramétrée par la somme d'une exponentielle et d'une gaussienne : $f(x) = p_0 * e^{-0.5*((x-p_1)/p_2)^2} + e^{p_3+p_4*x} + p_5$.

Les nombres correspondants aux évènements avec 2 électrons appartenant au pic du Z et de l' Υ , et ceux appartenant au fond ont été reportés dans le tableau 7.4.

On obtient les efficacités ϵ_{cut} reportées dans le tableau 7.5, et représentées sur la figure 7.4 en fonction du p_T de l'électron testé, pour les données réelles (en carrés bleus), et le MC (en ronds rouges). Les erreurs ont été calculées de la façon suivante :

$$d\epsilon_{qual}^2 = \left(\frac{\partial\epsilon_{qual}}{\partial(tt)}d(tt)\right)^2 + \left(\frac{\partial\epsilon_{qual}}{\partial(tp)}d(tp)\right)^2 + \left(\frac{\partial\epsilon_{qual}}{\partial(tf)}d(tf)\right)^2 \quad (7.2)$$

$d(tt)$, $d(tp)$ et $d(tf)$ sont les erreurs statistiques sur (tt), (tp) et (tf), qui varient en \sqrt{tt} , \sqrt{tp} et \sqrt{tf} . En pratique, on les a majorées par $\sqrt{signal + fond}$ afin de tenir compte de la fluctuation du bruit en signal au niveau du pic sélectionné.

type d'évènements	CC			EC		
	tt	tp	tf	tt	tp	tf
	entre 7 et 10 GeV.c ⁻¹					
Υ	205	53	144	41	10	36
fond	75	28	516	15	8	138
	entre 10 et 15 GeV.c ⁻¹					
Υ	302	42	134	67	10	40
fond	116	6	334	38	4	104
	entre 15 et 20 GeV.c ⁻¹					
Z	243	32	90	332	18	375
fond	56	13	188	60	12	353
	entre 20 et 25 GeV.c ⁻¹					
Z	610	55	216	642	49	725
fond	139	27	211	104	40	225
	entre 25 et 30 GeV.c ⁻¹					
Z	875	173	1151	766	84	618
fond	218	100	800	65	16	103
	entre 30 et 35 GeV.c ⁻¹					
Z	2067	199	996	1094	105	793
fond	112	0	214	95	19	110
	entre 35 et 40 GeV.c ⁻¹					
Z	3172	223	1529	1229	115	720
fond	161	0	14	63	6	68
	entre 40 et 45 GeV.c ⁻¹					
Z	3971	280	1756	1189	86	671
fond	119	0	0	35	12	28
	entre 45 et 50 GeV.c ⁻¹					
Z	2731	150	1182	681	55	395
fond	46	0	0	21	13	8
	> 50 GeV.c ⁻¹					
Z	1625	70	632	319	30	166
fond	31	0	0	20	0	10

TAB. 7.4 – Nombres d'évènements (tt), (tp) et (tf) pour différentes régions en p_T et en η , dans des sélections d'Υ ou de Z pour les données réelles.

Région en η_{det}	$ \eta_{det} < 1,1$ (CC)				
Régions en p_T	7-10 GeV.c ⁻¹	10-15 GeV.c ⁻¹	15-20 GeV.c ⁻¹	20-25 GeV.c ⁻¹	> 25 GeV.c ⁻¹
$\epsilon_{qual_{data}}$	$0,76 \pm 0,04$	$0,83 \pm 0,02$	$0,85 \pm 0,02$	$0,86 \pm 0,01$	$0,821 \pm 0,003$
$\epsilon_{qual_{MC}}$	$0,801 \pm 0,003$	$0,940 \pm 0,002$	$0,944 \pm 0,005$	$0,917 \pm 0,003$	$0,907 \pm 0,001$
f_{qual}	$0,95 \pm 0,04$	$0,88 \pm 0,03$	$0,90 \pm 0,03$	$0,93 \pm 0,01$	$0,905 \pm 0,003$
Région en η_{det}	$1,5 < \eta_{det} < 2,5$ (EC)				
Régions en p_T	7-10 GeV.c ⁻¹	10-15 GeV.c ⁻¹	15-20 GeV.c ⁻¹	20-25 GeV.c ⁻¹	> 25 GeV.c ⁻¹
$\epsilon_{qual_{data}}$	$0,72 \pm 0,08$	$0,78 \pm 0,06$	$0,65 \pm 0,02$	$0,65 \pm 0,01$	$0,762 \pm 0,004$
$\epsilon_{qual_{MC}}$	$0,667 \pm 0,006$	$0,910 \pm 0,004$	$0,816 \pm 0,005$	$0,863 \pm 0,003$	$0,892 \pm 0,001$
f_{qual}	$1,1 \pm 0,1$	$0,86 \pm 0,06$	$0,79 \pm 0,03$	$0,75 \pm 0,02$	$0,853 \pm 0,005$

TAB. 7.5 – Efficacité des coupures de qualité des électrons dans les données, le MC, et rapport entre les deux, pour différentes régions en p_T et en η . $f_{qual} = \frac{\epsilon_{qual_{data}}}{\epsilon_{qual_{MC}}}$.

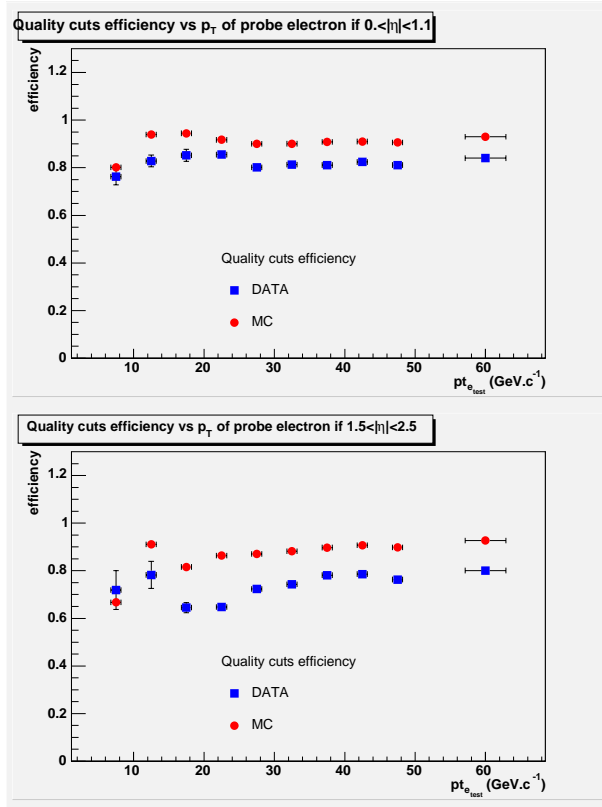


FIG. 7.4 – Efficacité de sélection pour l'ensemble des coupures de qualité, pour les données réelles (en carrés bleus) et le MC (en ronds rouges), pour les régions CC en haut, et EC en bas, en fonction du p_T de l'électron testé.

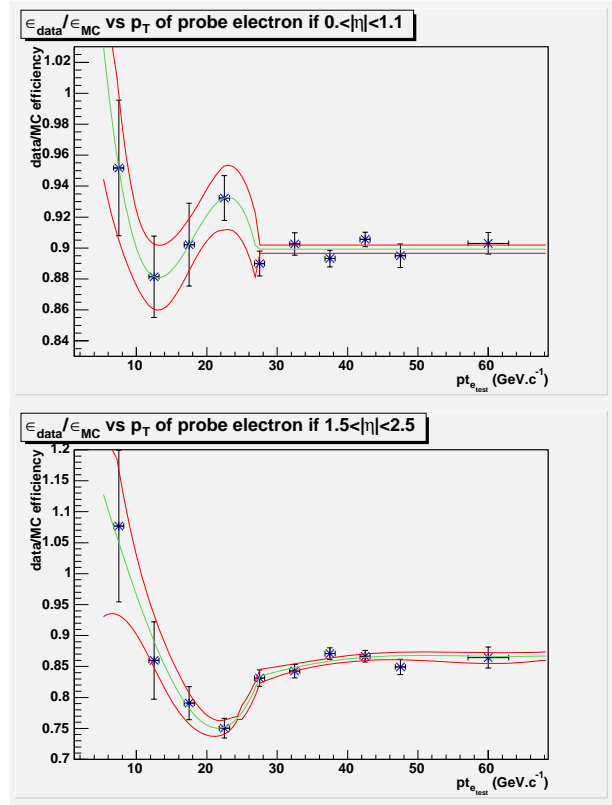


FIG. 7.5 – Facteur correctif à appliquer aux électrons du Monte Carlo en fonction de leur p_T , correspondant au rapport des efficacités de sélection pour l'ensemble des coupures de qualité, entre les données réelles et le MC, pour les régions CC en haut, et EC en bas.

f_{qual} est représenté en fonction du p_T de l'électron testé sur la figure 7.5 pour les deux régions en η . La paramétrisation est faite à l'aide de polynômes dont les coefficients sont reportés dans le tableau 7.6. Cette fonction de correction sera appliquée à tout électron d'un évènement MC, en fonction de sa position en η dans le détecteur et de son impulsion transverse.

L'erreur sur le facteur correctif (représentée en rouge à $\pm 1\sigma$ sur la figure 7.5), noté $f_{qual} = \epsilon_{qual_{data}}/\epsilon_{qual_{MC}}$, à appliquer au MC est donnée par :

$$df_{qual} = d\left(\frac{\epsilon_{qual_{data}}}{\epsilon_{qual_{MC}}}\right) = f_{qual} \sqrt{\left(\frac{d\epsilon_{qual_{data}}}{\epsilon_{qual_{data}}}\right)^2 + \left(\frac{d\epsilon_{qual_{MC}}}{\epsilon_{qual_{MC}}}\right)^2} \quad (7.3)$$

La figure 7.6 montre la masse invariante d'une sélection de deux électrons de $p_T > 25 \text{ GeV.c}^{-1}$, avant et après application de la fonction de correction pour l'ensemble des coupures de qualité de l'électron.

Quelques grandeurs de comparaison sont présentées dans le tableau 7.7 : la largeur de la résonance n'est pas dégradée. De plus on a un bien meilleur accord en nombre d'évènements données/MC après application des corrections.

région en η_{det}	région en p_T	coefficients du polynôme
CC $ \eta_{det} < 1,1$	$p_T < 27 \text{ GeV.c}^{-1}$	$p0 = 1,40598$ $p1 = -0,0986705$ $p2 = 0,00589503$ $p3 = -0,000108675$
	$p_T \geq 27 \text{ GeV.c}^{-1}$	$p0 = 0,899265$
EC $1,5 < \eta_{det} < 2,5$	$p_T < 27,5 \text{ GeV.c}^{-1}$	$p0 = 1,31877$ $p1 = -0,0346462$ $p2 = -0,00045018$ $p3 = 3,86909 \cdot 10^{-5}$
	$p_T < 50 \text{ GeV.c}^{-1}$	$p0 = 0,684266$ $p1 = 0,00765649$ $p2 = -8,0138 \cdot 10^{-5}$
	$p_T \geq 50 \text{ GeV.c}^{-1}$	$p0 = 0,866745$

TAB. 7.6 – Paramétrisation du rapport des efficacités de sélection de l'ensemble des coupures de qualité des données réelles sur celles du Monte Carlo, en fonction du p_T de l'électron, avec un polynôme de degré variable suivant les régions en p_T et en η_{det} . p_i est le coefficient du terme de degré i du polynôme.

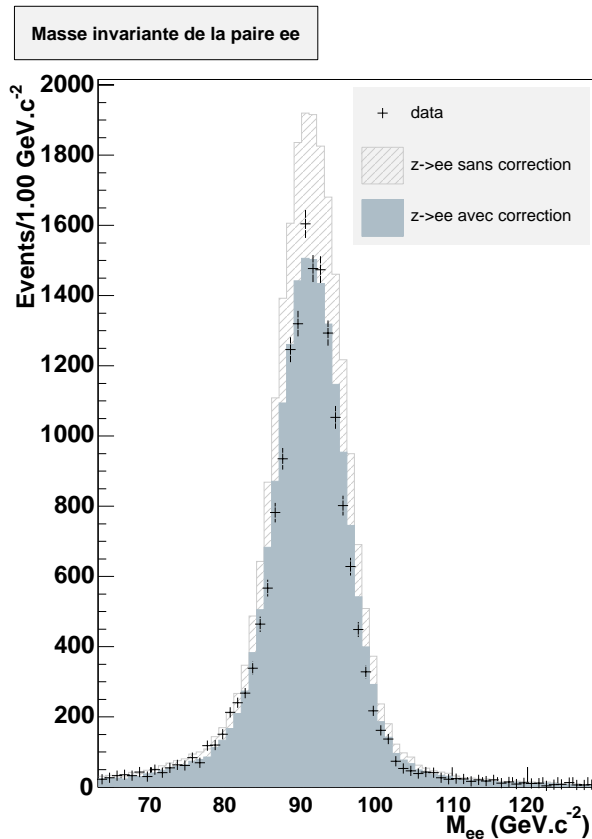


FIG. 7.6 – Résultat de l'application des corrections sur le Monte Carlo, dans une sélection de deux électrons passant toutes les coupures de qualité, et de $p_T > 25 \text{ GeV.c}^{-1}$. La luminosité utilisée dans les données réelles est de 350 pb^{-1} .

	valeur moyenne du pic de Z (GeV.c^{-2})	largeur du pic de Z (GeV.c^{-2})	nombre d'évènements dans le pic
Données réelles	90,89	4,83	15930
MC sans corrections	91,03	4,97	22050
MC avec corrections	91,08	4,96	17318

FIG. 7.7 – Comparaison de la valeur moyenne, de la largeur, et du nombre d'évènements dans la résonance du Z (paramétrisation avec une gaussienne) entre les données réelles, et le Monte Carlo sans et avec les corrections de qualité des électrons.

En calculant l'efficacité de sélection d'une paire d'électrons satisfaisant aux critères de qualité, on a mis en évidence une différence de comportement entre la simulation et les données réelles. Pour corriger la simulation en fonction de ce que l'on observe dans les données réelles, on appliquera donc le facteur $f_{qual}(p_T, \eta)$ à tout électron de la simulation, en fonction de son p_T et de son η .

7.1.3 Efficacités des coupures de qualité pour les muons

Ces efficacités ont été calculées par Daniela Kaefer [84] pour une analyse recherchant un état final avec deux muons. On a utilisé les facteurs correctifs résumés dans le tableau 7.7. Aucune dépendance en η ou p_T n'a été observée. La figure 7.8 montre la distribution en masse invariante d'une sélection de deux muons, avant et après application de ces facteurs correctifs. La correction appliquée est de l'ordre de 6%. L'effet n'est visible qu'au niveau de la résonance du Z, où la statistique est importante.

Reconstruction et identification (qualité medium)	$0,97 \pm 0,02$
Association d'une trace	$1,02 \pm 0,01$
Isolation : $E_{T_{halo}} < 2,5 \text{ GeV}$ et $\sum E_{T_{traces}} < 2,5 \text{ GeV}$	$0,99 \pm 0,02$

TAB. 7.7 – Facteurs correctifs à appliquer à tout muon d'un échantillon Monte Carlo, provenant des efficacités des coupures de qualité sur les muons.

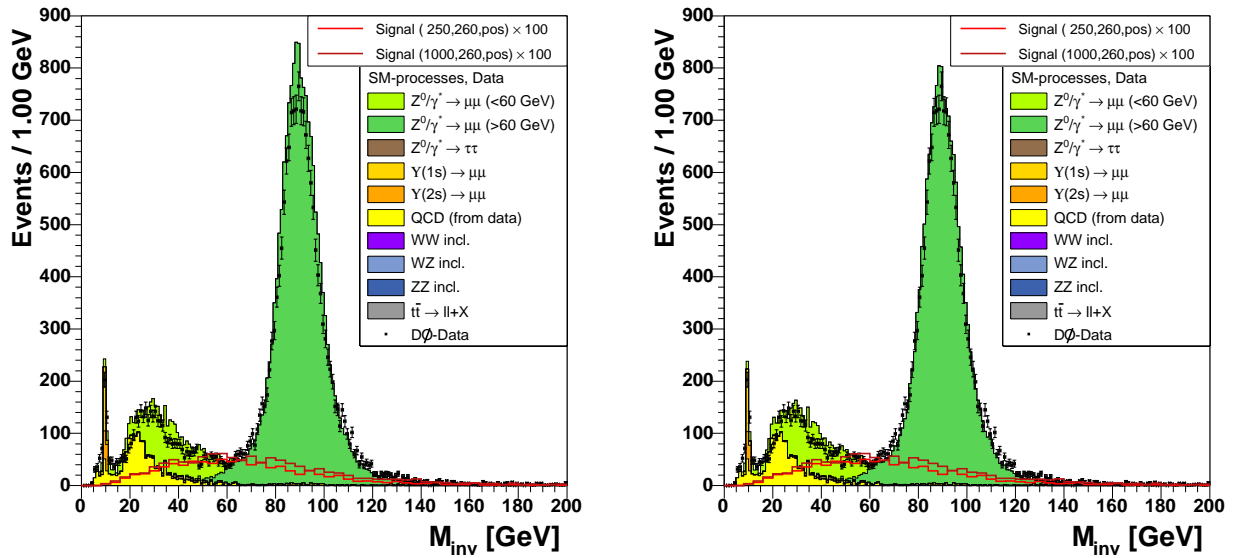


FIG. 7.8 – Résultat de l'application des facteurs correctifs sur le Monte Carlo, dans une sélection de deux muons passant toutes les coupures de qualité. A gauche : sans les corrections, à droite : avec les corrections (le signal correspond au couplage λ_{122}).

7.1.4 Efficacité du système de déclenchement

Nous allons paramétrer l'efficacité des triggers dans les données réelles, puis nous verrons comment appliquer cette efficacité sur les événements MC.

On utilise les triggers reportés dans le tableau 7.8. Dans ce tableau, on a également indiqué les luminosités [85] correspondant aux différents triggers, et les critères de sélection utilisés au niveau 1 (L1) [86]. Les

Version du trigger	type de trigger	Nom du trigger	Luminosité pb^{-1}	principaux critères L1
$\leq V11$	EM	EM_MX*, EM_HI*	108,6	1 tour EM $E_T > 15, 10 \text{ GeV}$
	DIEM	2EM_HI*, 2EM_2MD*	107,2	2 tour EM $E_T > 10, 5 \text{ GeV}$
	EMMU	mulptxatxx_CEM5	107,9	1 μ scintillateur +
		MU_EM*, MU_A_EM10		1 tour EM $E_T > 5 \text{ GeV}$
V12	EM	*SHT20*, *SH30*	197,7	1 ou 2 tour EM
		SHT15_TK13		$E_T > 3$ ou 6 ou
		T13L15, *T7SHT8*		9 ou 11 GeV
	DIEM	*2SH8*, *2L8_T8L8*	197,7	1 ou 2 tour EM
		2L20, *2L15_SH15*		$E_T > 3$ ou 6
		5_11_SH5_T4L5		ou 9 ou 11 GeV
V13	EMMU	*MATX_EM6*	196,8	1 μ scintillateur + 1 tour EM $E_T > 6 \text{ GeV}$
	EM	*SHT20*, *SHT22*		1 ou 2 tour EM $E_T > 3$
		SH30		$E_T > 3$ ou 6 ou
		SHT15_TK13, *T13L15*		9 ou 11 GeV
	DIEM	*T13SH15*, *T7SHT8*		
		2SH8, *2L15_SH155*	40,24	
		2SH10, *2L8_T8L8*		
		2L20, *2L10_T10L10*		
		L5L11SH5T4L5		
		2L6_L8_T5SH6		
	EMMU	MM1_SHT7, MM1_LEL12	40,19	1 μ scintillateur +
		MM2_SHT7, MM2_LEL12		1 tour EM $E_T > 3$ ou 6 GeV
		MUEM1, MUEM2		
		MUEM3, MUEM4, MUEM5		

TAB. 7.8 – Principaux triggers utilisés dans l'analyse, en fonction des différentes versions, et pour des triggers EM, DIEM, et EMMU. Les étoiles dans le nom signifient «tous les triggers commençant par ou contenant la chaîne de caractère» donnée par le nom en question.

différentes versions (v11 et versions antérieures, v12 et v13) correspondent à différentes listes de critères pour L1, L2, et L3, avec un durcissement des critères de sélection au fur et à mesure de l'augmentation de la luminosité instantanée. Par exemple, on notera qu'entre v11 et v12, le seuil des triggers EM au L1 a dû être légèrement augmenté (et les critères L3 diversifiés et affinés), afin de conserver le flux de données à 50 Hz en sortie de L3.

On appellera trigger EM un trigger sélectionnant au moins un objet EM, DIEM un trigger sélectionnant au moins deux objets EM, et EMMU un trigger sélectionnant au moins un objet EM et au moins un muon.

L'efficacité est définie par la formule suivante, pour un jeu de triggers appelé «trig» :

$$\epsilon_{trig} = \frac{\text{Nb d'évènements ayant répondu OUI à trig}}{\text{Nb total d'évènements}}$$

On doit cependant s'assurer que le lot d'évènements sur lequel on calcule cette efficacité contient bien les objets sur lesquels on veut déclencher, et qu'il est non biaisé vis-à-vis de ces objets. On doit également s'assurer que l'on couvre toute la période de données qui sera ensuite utilisée pour l'analyse.

Efficacité de déclenchement pour la sélection 2EM

Les triggers considérés sont l'ensemble des triggers EM et DIEM du tableau 7.8. Le lot d'événements non biaisés est défini par l'ensemble des événements ayant 2 électrons passant les coupures de qualité et les coupures fiducielles, avec $p_T > 10 \text{ GeV.c}^{-1}$, et ayant déclenché des triggers basés sur des muons ou des jets⁶.

La paramétrisation de l'efficacité $(\epsilon_{trig})_{2EM}$ se fait en fonction de l'électron de plus grand p_T , et à l'aide de la fonction suivante [88] :

$$f_{2EM}(p_T) = \text{Freq}\left(\frac{p_T - p_0}{\sqrt{p_1 \times p_T}}\right) \quad \text{avec} \quad \text{Freq}(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^x e^{-\frac{t^2}{2}} dt. \quad (7.4)$$

p_0 et p_1 sont deux paramètres caractéristiques de la fonction choisie. Cette dernière a été choisie car c'est une fonction croissante qui tend vers 1 quand x tend vers $+\infty$. Le résultat est présenté figure 7.9, en haut pour l'électron le plus énergétique, et en bas pour le deuxième électron, et pour les différentes listes de triggers utilisées. Les versions $\leq v11$ représentent environ 31% des données étudiées, $v12$ environ 57% et $v13$ environ 12% . Pour $v11$ et $v13$, on manque de statistique. La variation globale (appelé «turn-on»), représentée figure 7.11 sera imposée par $v12$.

Les erreurs sur ϵ_{trig} sont déterminées par une méthode statistique bayésienne [87], qui sera décrite au §7.1.7.

Afin de valider la méthode, il faut s'assurer que l'efficacité ainsi paramétrée n'est pas faussée vis-à-vis du deuxième électron. En effet, dans les triggers considérés, des triggers demandant deux objets électromagnétiques sont présents. En d'autres termes, cela signifie que si le comportement de ϵ_{trig} n'est pas invariant en fonction de l'impulsion transverse du deuxième électron, on ne reproduira pas bien l'efficacité de déclencher sur un événement ayant deux électrons. La figure 7.10 montre l'efficacité des triggers EM+DIEM en fonction des impulsions transverses des deux électrons de la sélection. Dans notre sélection, on confirme que l'efficacité est plate en fonction du deuxième électron (cf. également figure 7.9) : les quelques variations sont purement statistiques. La statistique n'est d'ailleurs pas suffisante pour mettre à jour un réel effet du deuxième électron.

Les erreurs systématiques, représentées à $\pm 1\sigma$ sur la figure 7.11 (en rouge) ont été calculées en utilisant la matrice de corrélation V_{ij} entre les deux paramètres p_0 et p_1 de la fonction f_{2EM} :

$$\sigma_f(p_T) = \Sigma \frac{\partial f(p_T)}{\partial p_i} \frac{\partial f(p_T)}{\partial p_j} V_{ij}$$

Efficacité de déclenchement pour la sélection EMMU

Les triggers demandés sont l'ensemble des triggers EM et EMMU du tableau 7.8. Le lot d'événements non biaisés est défini par l'ensemble des événements ayant au moins 1 électron et un muon passant leurs coupures de qualité et fiducielles, avec $p_T > 10 \text{ GeV.c}^{-1}$, et ayant déclenché des triggers basés uniquement sur des jets.

On choisit de paramétrer l'efficacité $(\epsilon_{trig})_{EMMU}$ uniquement en fonction du p_T de l'électron, figure 7.12. Cette hypothèse est validée dans la mesure où les triggers muons au L1 participant aux triggers EMMU choisis n'ont pas de seuils en p_T pour le muon. Comme de plus on a considéré uniquement les objets dans les zones fiducielles (avec $|\eta_{det}| < 2.0$ pour les muons : région couverte par les triggers muons), on n'attend pas non plus de dépendance en η .

⁶On s'est assuré que les triggers jets sélectionnés ne contiennent pas de critère leur permettant de déclencher sur des objets électromagnétiques.

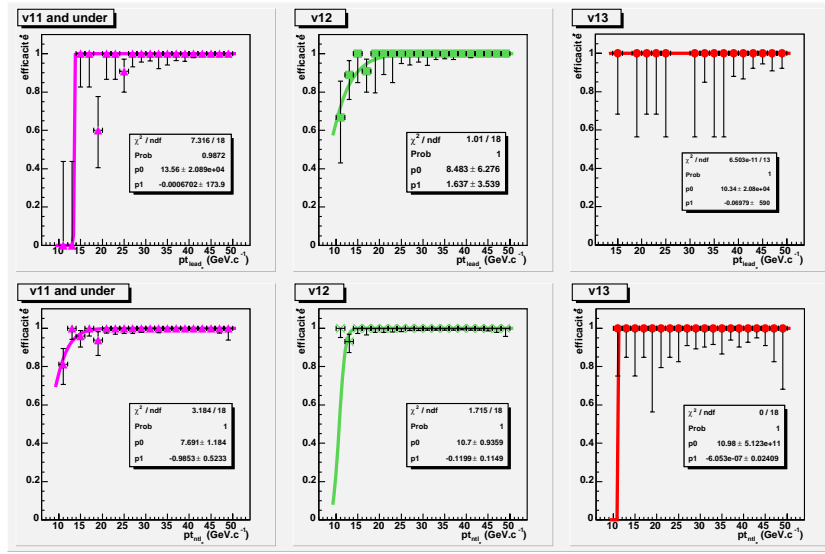


FIG. 7.9 – Efficacité de déclenchement pour les triggers EM+DIEM, en fonction du p_T de l'électron le plus énergétique (en haut) et du deuxième électron (en bas) pour différentes versions des listes de triggers (< v11 à gauche, v12 au milieu, v13 à droite).

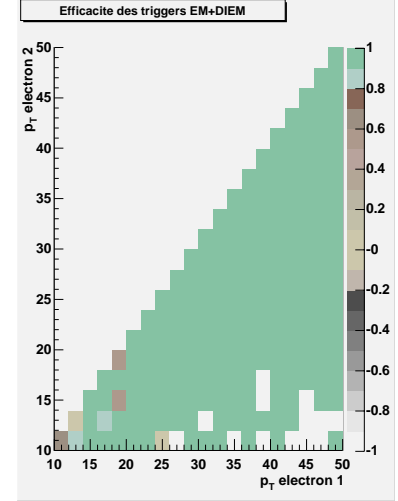


FIG. 7.10 – Efficacité de déclenchement pour les triggers EM+DIEM, en fonction du p_T des deux électrons les plus énergétiques. Les valeurs négatives sont introduites pour noter les points n'ayant aucune statistique.

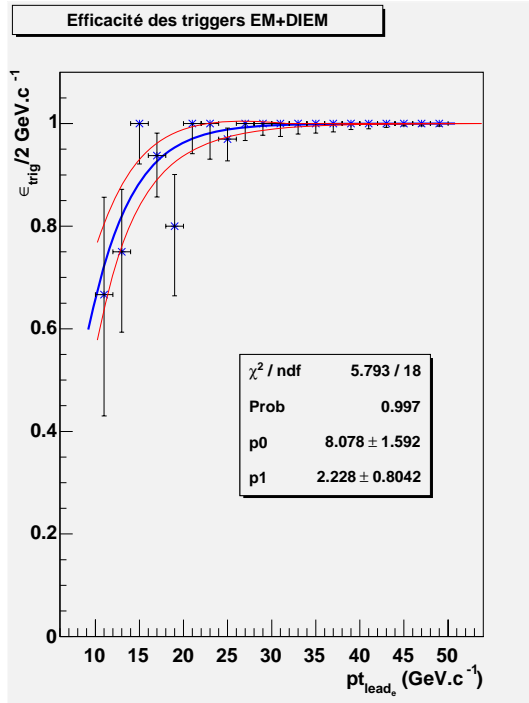


FIG. 7.11 – Efficacité de déclenchement pour les triggers EM+DIEM, en fonction du p_T de l'électron le plus énergétique, moyennée sur tout l'échantillon analysé.

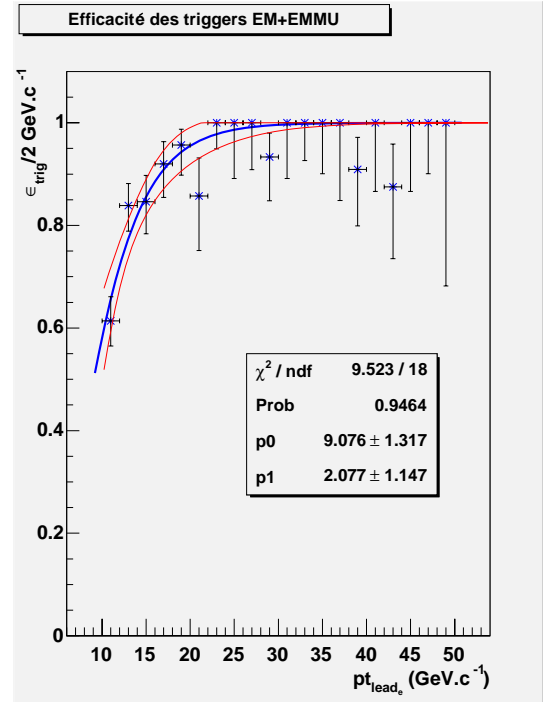


FIG. 7.12 – Efficacité de déclenchement pour les triggers EM+EMMU, en fonction du p_T de l'électron, moyennée sur tout l'échantillon analysé.

La fonction est la même que l'équation (7.4), avec les paramètres donnés sur la figure 7.12, et les erreurs systématiques ont été calculées de la même manière que pour les triggers EM+DIEM. La statistique disponible étant faible, on ne peut mettre en évidence un comportement clair en fonction du p_T du muon : on moyennera son effet.

Application au Monte Carlo

Les fonctions f_{2EM} et f_{EMMU} définissent une probabilité pour un évènement de passer la condition des triggers sélectionnés⁷. Dans un premier temps, on appliquait réellement cette probabilité aux évènements MC, sous forme d'un tirage aléatoire⁸. Cependant, cette méthode entraînait une perte de statistique inutile. On a donc décidé d'appliquer cette probabilité de déclencher les triggers en terme de poids : au lieu de rentrer pour 1 dans le décompte du nombre d'évènements, un évènement rentrera avec le poids correspondant à la valeur de sa probabilité de déclencher.

On utilise alors la procédure suivante, pour tout échantillon MC :

- un évènement (ee) est multiplié par le poids w_{ee} , correspondant à la valeur de la fonction f_{2EM} pour l'électron le plus énergétique ;
- un évènement (e μ) est multiplié par le poids $w_{e\mu}$, correspondant à la valeur de la fonction f_{EMMU} pour l'électron ;
- pour les évènements trileptons étudiés dans la suite (la notation ($l_1 l_2 l_3$) avec $l_i = e, \mu$ tient compte d'un classement en p_T , le premier étant le plus énergétique) :
 - ★ si le troisième lepton a $p_T < 10 \text{ GeV.c}^{-1}$, le poids appliqué est soit w_{ee} soit $w_{e\mu}$ suivant la nature des deux leptons les plus énergétiques ;
 - ★ si le troisième lepton a $p_T \geq 10 \text{ GeV.c}^{-1}$:
 - si l'évènement est du type (eee), w_{ee} est appliqué ;
 - si la topologie est ($\mu\mu ee$) ou ($e\mu\mu e$) ou ($\mu e\mu e$), et l'électron le moins énergétique a $p_T < 10 \text{ GeV.c}^{-1}$, le poids $w_{e\mu}$ est appliqué ;
 - si la topologie est ($\mu\mu ee$) ou ($e\mu\mu e$) ou ($\mu e\mu e$), et l'électron le moins énergétique a $p_T \geq 10 \text{ GeV.c}^{-1}$, le poids $w_{ee} + (1 - w_{ee})w_{e\mu}$ est appliqué : cela correspond à la somme des probabilités de déclencher grâce aux triggers EM+DIEM et EM+EMMU ;
 - si la topologie est (ee μ) ou (e μe) ou (μee), le poids $w_{ee} + (1 - w_{ee})w_{e\mu}$ est appliqué ;

Remarque : on a considéré les topologies ($\mu\mu ee$) ou ($e\mu\mu e$) ou ($\mu e\mu e$), car dans le signal on attend toujours 4 leptons, mais on demande au moins deux électrons. Il se peut donc qu'on sélectionne des évènements avec deux muons parmi les trois leptons les plus énergétiques.

La masse invariante reconstruite de la paire d'électrons les plus énergétiques est représentée figure 7.13, avant et après application de la fonction de déclenchement f_{2EM} . On peut voir l'effet de cette fonction à basse masse.

7.1.5 Efficacité de reconstruction de la charge d'un électron

La mesure de cette efficacité va nous servir à évaluer la proportion de jets qui fluctuent en électrons (fond QCD, développé dans la partie suivante).

Dans des évènements avec deux électrons isolés de même signe, les fonds MC Modèle Standard sont

⁷On demande bien sûr que les objets soient dans l'acceptance du détecteur et des triggers.

⁸Il existe un logiciel de simulation des triggers, appelé DØtrigsim, encore en développement au moment où j'ai réalisé l'analyse.

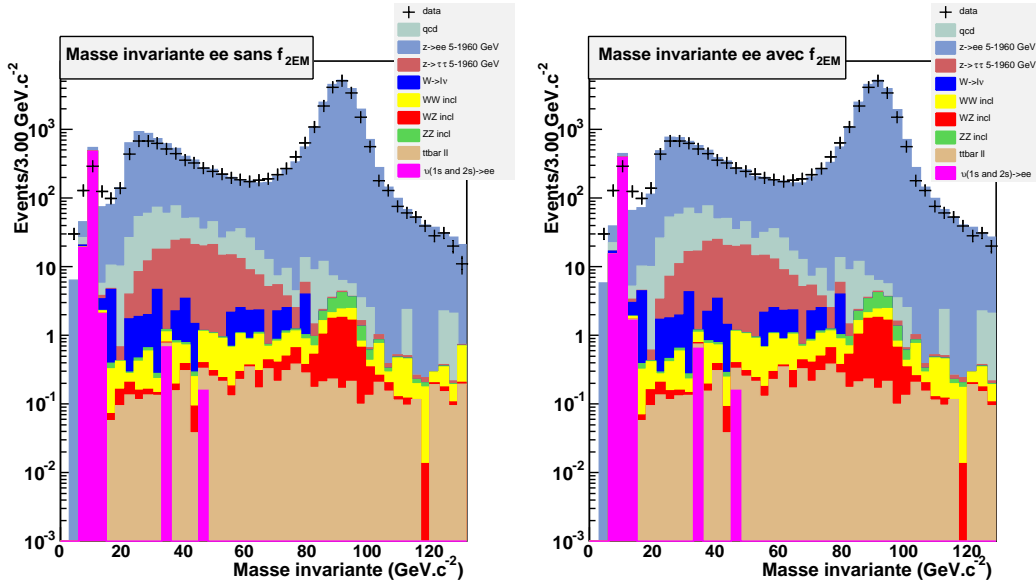


FIG. 7.13 – Masse invariante ee , dans une sélection de deux électrons passant toutes les coupures de qualité, et de $p_T > 10 \text{ GeV.c}^{-1}$, sans (à gauche) et avec (à droite) application de la fonction de déclenchement f_{2EM} sur le Monte Carlo.

peu nombreux⁹, et résultent la plupart du temps d'une mauvaise identification de la charge. La probabilité de mal identifier la charge (c'est-à-dire de se tromper de signe lors de la reconstruction de la courbure de la trace) dans les données n'est pas la même que celle dans le Monte Carlo.

Afin de caractériser cette différence, on va s'intéresser aux évènements contenant deux électrons dont la masse invariante est compatible avec celle du Z. Si l'on note n_{SS} le nombre d'évènements avec deux électrons de même signe, n_{OS} le nombre d'évènements avec deux électrons de signe contraire, on s'attend à avoir $n_{SS} \simeq 0$: le Z produit deux électrons de signe opposé. En pratique, dans les données réelles l'écart avec ce qu'on attend est significatif, tandis que dans le Monte Carlo, n_{SS} reste très faible.

On en déduit la probabilité de se tromper de signe :

$$p = \frac{1}{2} \left(1 - \sqrt{\frac{1 - \frac{n_{SS}}{n_{OS}}}{1 + \frac{n_{SS}}{n_{OS}}}} \right)$$

Dans une sélection de Z, on trouve une probabilité de 0,03 dans les données réelles, et 0,006 dans le Monte Carlo. Il faudra donc appliquer un facteur correctif de 5 au Monte Carlo Z pour avoir la proportion réelle d'évènements avec deux électrons de même signe. Ce facteur 5 est compatible avec celui calculé dans la référence [69].

On se sert de ce facteur correctif dans la partie suivante.

7.1.6 Le fond QCD

Les processus de QCD ($q\bar{q} \rightarrow q\bar{q}$, gg, etc...) vont contribuer à ce qu'on appelle le fond QCD, car les jets reconstruits ont une probabilité, très faible, d'imiter le comportement des électrons ou des muons. Nous

⁹Essentiellement WZ, W+jets, Z+jets.

allons dans la suite traiter en détail le fond QCD dans des événements (ee), puis plus rapidement dans des événements ($e\mu$), la méthode employée étant la même.

Évaluation du fond QCD dans la sélection 2EM

La génération et la simulation de milliards d'événements pour pouvoir reproduire ce fond avec du Monte Carlo serait trop coûteuse en temps de calcul. Afin de l'évaluer dans les données réelles, on a repris les bases d'une technique déjà utilisée dans DØ [58].

A partir des données réelles, on construit deux sous-ensembles disjoints, en choisissant une variable discriminante : la forme de la gerbe dans le calorimètre électromagnétique, caractérisée par la variable $hmx7$. Les deux sous-ensembles sont :

- l'échantillon sur lequel on travaillera, appelé dans la suite échantillon «data», qui est défini comme l'ensemble des événements ayant 2 électrons avec $hmx7 < 40$, et $lhood > 0,5$;
- l'échantillon «QCD» ayant 2 électrons avec $hmx7 > 40$. Toutes les autres coupures, de qualité et fiducielles, sont par ailleurs les mêmes. On ne peut appliquer la coupure du likelihood sur le fond QCD, car le likelihood n'est défini que pour $hmx7 < 50$.

Ainsi, on décide de modéliser les «faux électrons» contenus dans l'échantillon data par des électrons ayant les mêmes caractéristiques, excepté la forme de la gerbe : l'échantillon QCD.

Une fois l'échantillon QCD défini, il faut le normaliser sur l'échantillon data, à un niveau de la sélection où le QCD est le fond dominant. On vérifiera à ce niveau que l'échantillon QCD reproduit bien l'échantillon data, en comparant les distributions de plusieurs variables.

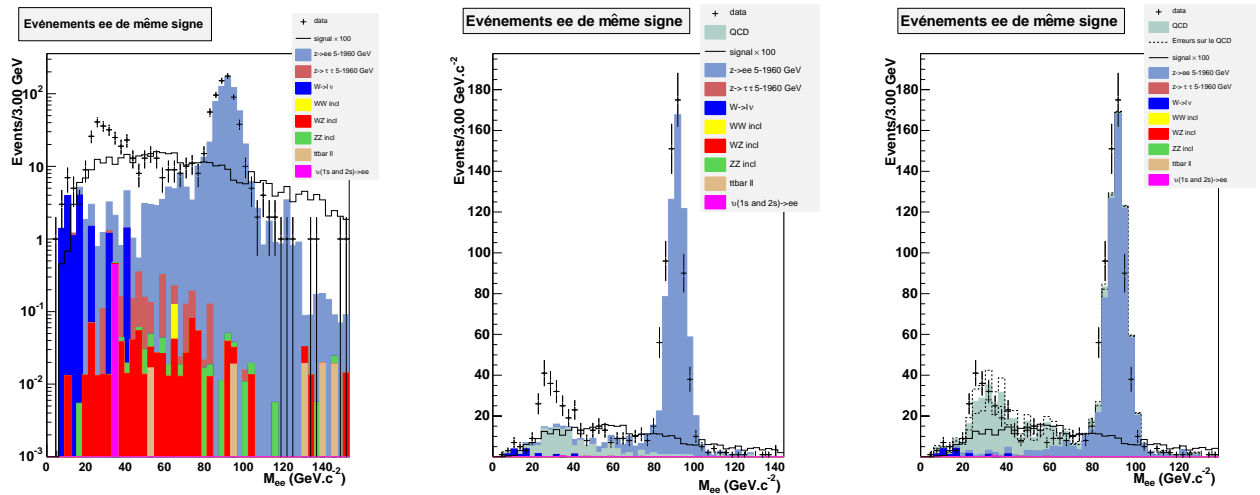


FIG. 7.14 – M_{ee} dans des événements avec 2 électrons de même signe, et de $p_T > 10 \text{ GeV.c}^{-1}$. A gauche, l'échantillon data et les processus MC Modèle Standard. Au milieu, ajout de la composante QCD avant normalisation. A droite, l'échantillon QCD est normalisé.

La masse invariante d'une paire d'électrons de même signe est représentée figure 7.14 (à gauche), pour l'échantillon data et les processus MC Modèle Standard. Ces derniers ne sont majoritaires qu'au niveau du pic de résonance du Z, où l'on observe un bon accord avec les données réelles, moyennant le facteur 5 dû à la probabilité de se tromper de signe (cf. §7.1.5). En dehors de cette région, la contribution des MC est bien trop faible pour pouvoir expliquer l'excès de données réelles. C'est ici que le fond QCD est ajouté, en

le normalisant de façon à obtenir l'égalité entre la somme des nombres d'évènements des processus Modèle Standard et QCD, et le nombre d'évènements de l'échantillon data. La figure 7.14 montre la distribution en masse invariante avec ajout de la composante QCD avant normalisation (au milieu), et après normalisation (à droite).

Les données réelles et le MC donnent donc le nombre d'évènements QCD attendu : $n_{fake}^{\pm\pm} = n_{data}^{\pm\pm} - n_{MC}^{\pm\pm}$. L'échantillon QCD contient quant-à-lui $n_{QCD}^{\pm\pm}$, ou n_{QCD}^{tot} évènements (si l'on n'impose pas de condition de signe). Dans l'échantillon QCD, comme il s'agit de «faux électrons», on doit avoir $n_{QCD}^{tot} = 2 \times n_{QCD}^{\pm\pm}$, s'il n'y a pas de biais au niveau de la reconstruction des charges positives et des charges négatives. On peut alors calculer le facteur de normalisation f_{QCD} de deux façons différentes : $f_{QCD} = n_{fake}^{\pm\pm}/n_{QCD}^{\pm\pm}$, ou $f'_{QCD} = 2 \times n_{fake}^{\pm\pm}/n_{QCD}^{tot}$.

On peut noter qu'en calculant le facteur de normalisation simplement sur un nombre d'évènements, on trouve un accord très satisfaisant également en forme sur la distribution de la masse invariante, figure 7.14 (à droite).

coupures	$n_{data}^{\pm\pm}$	$n_{MC}^{\pm\pm}$	$n_{QCD}^{\pm\pm}$	n_{QCD}^{tot}	$f_{QCD} = n_{fake}^{\pm\pm}/n_{QCD}^{\pm\pm}$	$f'_{QCD} = 2 \times n_{fake}^{\pm\pm}/n_{QCD}^{tot}$
$p_T > 10 \text{ GeV.c}^{-1}$	1012	711 ± 46	135	280	$2,2 \pm 0,5$	$2,2 \pm 0,4$
$p_T > 15 \text{ et } 10 \text{ GeV.c}^{-1}$	875	704 ± 46	91	195	$1,9 \pm 0,6$	$1,8 \pm 0,6$

TAB. 7.9 – Nombres d'évènements de même signe dans les données réelles et dans le Monte Carlo, puis facteurs de normalisation QCD pour deux jeux de coupures sur une sélection de deux électrons.

Le tableau 7.9 rassemble les résultats obtenus pour deux jeux de coupures. L'erreur donnée sur f_{QCD} résulte de la propagation de l'erreur sur la somme des MC, et d'une erreur poissonnienne sur les nombres de données réelles et de QCD sélectionnés. Le nombre d'évènements QCD total est bien compatible avec deux fois le nombre d'évènements de même signe : c'est cohérent avec ce qu'on attend d'un échantillon reproduisant le fond QCD.

Le résultat final est calculé avec le plus de statistique disponible : $f_{QCD_{ee}} = 2,2 \pm 0,4$. Les figures 7.14 (à droite), et 7.15 à 7.19 montrent le résultat pour une sélection de deux électrons de $p_T > 10 \text{ GeV.c}^{-1}$ sur les distributions en masse invariante, en énergie transverse manquante, en p_T et en η_{phys} des deux électrons. L'échantillon QCD normalisé semble bien décrire la composante QCD des données réelles.

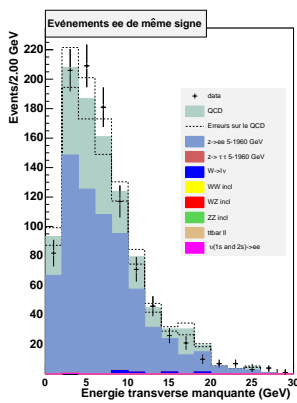


FIG. 7.15 – \cancel{E}_T dans des évènements avec 2 électrons de même signe, et de $p_T > 10 \text{ GeV.c}^{-1}$.

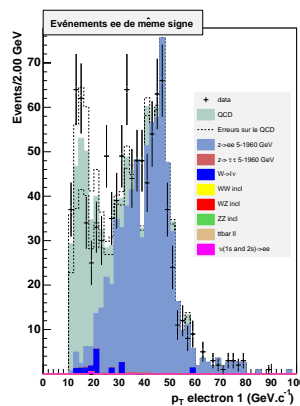


FIG. 7.16 – p_T de l'électron le plus énergétique dans des évènements avec 2 électrons de même signe, et de $p_T > 10 \text{ GeV.c}^{-1}$.

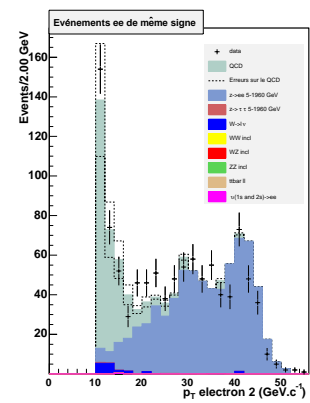


FIG. 7.17 – p_T du deuxième électron dans des évènements avec 2 électrons de même signe, et de $p_T > 10 \text{ GeV.c}^{-1}$.

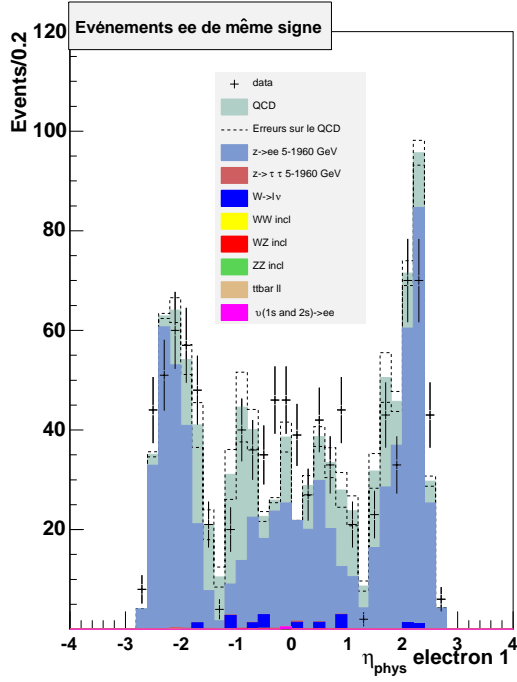


FIG. 7.18 – η_{phys} de l'électron le plus énergétique dans des événements avec 2 électrons de même signe, et de $p_T > 10 \text{ GeV}.c^{-1}$.

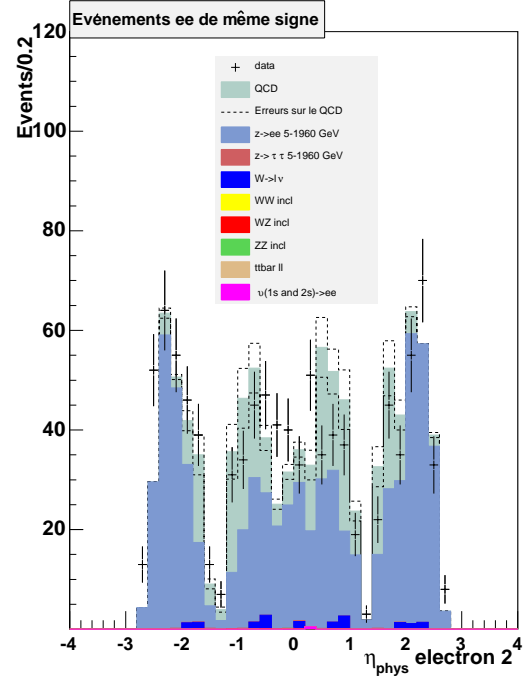


FIG. 7.19 – η_{phys} du deuxième électron dans des événements avec 2 électrons de même signe, et de $p_T > 10 \text{ GeV}.c^{-1}$.

Remarques :

- l'efficacité de mauvaise identification de la trace devrait être calculée en fonction de l'impulsion transverse de l'électron dont la charge a été mal identifiée. Cependant, nous ne disposons pas actuellement d'une statistique assez grande dans les pics de résonance du Z et de l'Upsilon, pour en extraire avec certitude le nombre d'événements de même signe dans des intervalles en p_T .
- On vérifie également que les événements de même signe dans le signal que l'on recherche à ce niveau de la sélection sont bien négligeables. Sur la figure 7.14, la contribution d'un point particulier de l'espace des paramètres ($A_0 = 0$, $\tan\beta = 5$, $m_0 = 1000$, $m_{1/2} = 280$, $\mu > 0$) a été représentée en ligne noire, multipliée par 100.
- enfin, on vérifie qu'avec la statistique dont nous disposons, les MC Modèle Standard ne passent pas les coupures définissant le QCD ($hmx7 > 40$).

Évaluation du fond QCD dans la sélection EMMU

Les variables discriminantes pour décrire les «faux» muons sont les variables d'isolation.

L'échantillon «data» est défini par un électron $hmx7 < 40$ et $lhoo > 0,5$, et un muon $E_{T_{halo}} < 2,5 \text{ GeV}$ et $\sum E_{T_{traces}} < 2,5 \text{ GeV}$. On définira l'échantillon de QCD par un faux électron $hmx7 > 40$ et un faux muon $2,5 < E_{T_{halo}} < 5 \text{ GeV}$ et $2,5 < \sum E_{T_{traces}} < 5 \text{ GeV}$.

On procède de la même manière que pour les événements avec deux électrons. On a reporté les résultats dans le tableau 7.10. Le nombre d'événements QCD total est bien compatible avec deux fois le nombre d'événements de même signe. Le facteur de normalisation QCD est évalué à $f_{QCD_{e\mu}} = 2,4 \pm 0,4$. On vérifie sur les variables p_T (figure 7.21 pour l'électron et figure 7.22 pour le muon), η (figure 7.24 pour l'électron

et figure 7.25) pour le muon), \cancel{E}_T (figure 7.23), et masse invariante de la paire électron-muon (figure 7.20) que l'échantillon choisi reproduit bien le fond QCD attendu, dans des événements avec un électron et un muon de même signe et de $p_T > 10 \text{ GeV.c}^{-1}$.

coupures	$n_{data}^{\pm\pm}$	$n_{MC}^{\pm\pm}$	$n_{QCD}^{\pm\pm}$	n_{QCD}^{tot}	$f_{QCD} = n_{fake}^{\pm\pm}/n_{QCD}^{\pm\pm}$	$f'_{QCD} = 2 \times n_{fake}^{\pm\pm}/n_{QCD}^{tot}$
$p_T > 10 \text{ GeV.c}^{-1}$	91	$13,3 \pm 1,7$	29	66	$2,7 \pm 0,6$	$2,4 \pm 0,4$
$p_T > 15 \text{ et } 10 \text{ GeV.c}^{-1}$	57	$12,7 \pm 1,7$	18	40	$2,5 \pm 0,7$	$2,2 \pm 0,5$

TAB. 7.10 – Nombres d'évènements de même signe dans les données réelles et dans le Monte Carlo, puis facteurs de normalisation QCD pour deux jeux de coupures sur une sélection d'un électron et d'un muon.

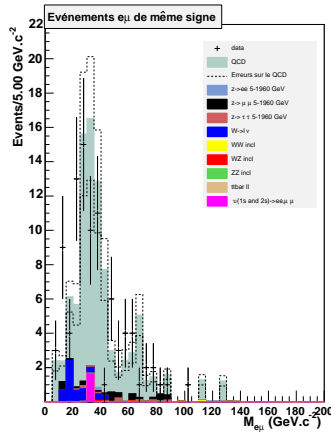


FIG. 7.20 – $M_{e\mu}$ dans des événements avec un électron et un muon de même signe, et de $p_T > 10 \text{ GeV.c}^{-1}$.

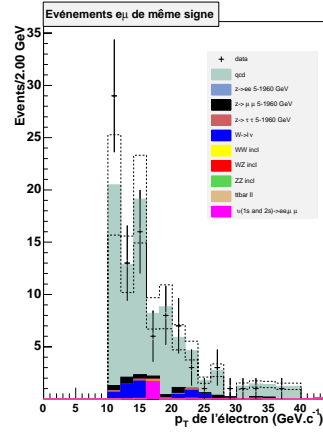


FIG. 7.21 – p_T de l'électron dans des événements avec un électron et un muon de même signe, et de $p_T > 10 \text{ GeV.c}^{-1}$.

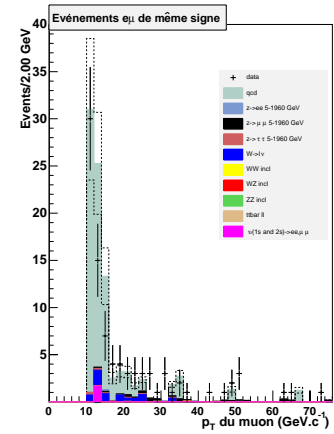


FIG. 7.22 – p_T du muon dans des événements avec un électron et un muon de même signe, et de $p_T > 10 \text{ GeV.c}^{-1}$.

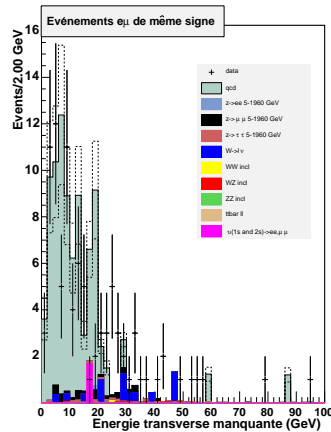


FIG. 7.23 – \cancel{E}_T dans des événements avec un électron et un muon de même signe, et de $p_T > 10 \text{ GeV.c}^{-1}$.

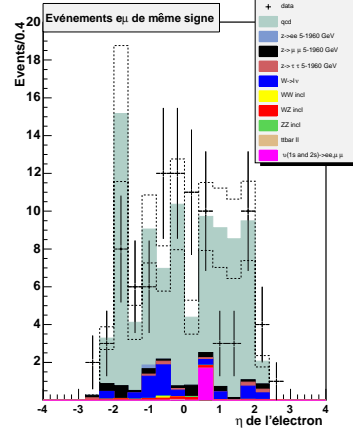


FIG. 7.24 – η_{phys} de l'électron dans des événements avec un électron et un muon de même signe, et de $p_T > 10 \text{ GeV.c}^{-1}$.

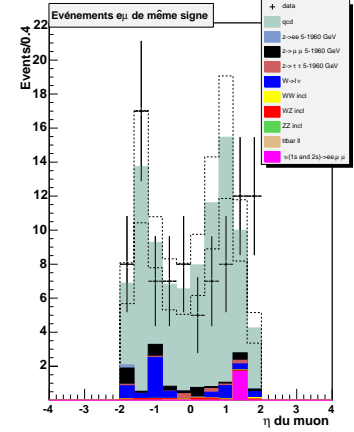


FIG. 7.25 – η_{phys} du muon dans des événements avec un électron et un muon de même signe, et de $p_T > 10 \text{ GeV.c}^{-1}$.

7.1.7 Les sources d'erreurs et leur traitement

Avant d'appliquer l'ensemble des facteurs dûs aux triggers et aux efficacités de sélection sur le Monte Carlo, nous allons définir l'ensemble des erreurs considérées dans la suite.

Les erreurs d'origine statistique

Les erreurs statistiques sont calculées sur le rapport entre le nombre d'évènements sélectionnés k et le nombre d'évènements générés N . La méthode utilisée est bayésienne [87]. Usuellement, on utilise des méthodes basées sur des erreurs binômiales ou poissonniennes, qui présentent toutes deux des insuffisances dans les cas extrêmes où 0 évènement sont sélectionnés sur un lot de N évènements, ou encore dans le cas où N évènements sur N sont sélectionnés. L'erreur poissonnienne (applicable à des grands nombres d'évènements) sur une sélection de k évènements sur un total de N s'écrit en effet :

$$\delta_p\left(\frac{k}{N}\right) = \sqrt{\frac{k^2(N+k)}{N^3}}.$$

Si $k = N$, l'erreur sur le rapport est plus grande que 1 : une efficacité ne peut pas être supérieure à 1 par définition. Si l'on considère maintenant l'erreur binômiale (plus adaptée aux petits nombres k et N) :

$$\delta_b\left(\frac{k}{N}\right) = \sqrt{\frac{k(N-k)}{N^3}},$$

si $k = 0$ ou $k = N$, l'erreur est nulle : ce n'est pourtant pas le comportement que l'on attend.

La méthode développée dans la référence [87] se base sur la distribution binômiale :

$$P(k|\epsilon, N) = \frac{N!}{k!(N-k)!} \epsilon^k (1-\epsilon)^{N-k},$$

avec $P(k|\epsilon, N)$ la probabilité d'avoir k évènements après la sélection sur un total de N connaissant l'efficacité de la sélection ϵ . Ce que l'on cherche est la probabilité d'avoir une efficacité ϵ si l'on sélectionne k évènements sur N . Le théorème de Bayes nous permet d'inverser la probabilité :

$$P(\epsilon|k, N) = \frac{P(k|\epsilon, N)P(\epsilon|N)}{Z},$$

avec Z une constante de normalisation, et $P(\epsilon|N)$ la probabilité d'avoir ϵ entre ϵ et $\epsilon + d\epsilon$. On sait que ϵ doit être entre 0 et 1 : dans notre cas on prend $P(\epsilon|N) = 1$ si $0 \leq \epsilon \leq 1$, 0 sinon. Après un calcul non trivial de la constante Z , le résultat pour $P(\epsilon|k, N)$ est bien une fonction comprise entre 0 et 1, dont le maximum est obtenu pour $\epsilon = k/N$. On prendra comme erreur sur ϵ le plus petit intervalle pour lequel l'intégrale de $P(\epsilon|k, N)$ vaut 0,683 (c'est l'équivalent d'une erreur gaussienne à 1σ). Concrètement, on utilise le programme développé dans [87], qui calcule numériquement cet intervalle de confiance.

Les erreurs d'origine systématique

Les erreurs systématiques ont plusieurs sources :

- Les erreurs dues aux efficacités de sélection des électrons et des muons : on applique les erreurs sur la courbe d'efficacité à $\pm 1\sigma$, représentées par la courbe rouge sur la figure 7.5, ou citées dans le tableau 7.7 pour les muons.
- Les erreurs dues aux efficacités de déclenchement : de même, on applique les erreurs à $\pm 1\sigma$ représentées en rouge sur les figures 7.11 et 7.12.

- Les erreurs dues aux sections efficaces, définies dans le tableau 7.1 pour les processus du Modèle Standard, et fixées à 5% pour les sections efficaces des différents points signaux étudiés. L'effet de l'échelle de factorisation et de renormalisation, de l'ordre de 3%, est ajouté en quadrature (cf. chapitre 4).
- L'erreur due à la luminosité dans les données : elle est fixée par la collaboration à 6,5% [89].

Les erreurs statistiques et systématiques sont ajoutées en quadrature, puisqu'elles ne sont pas corrélées. De même, lorsque l'on somme les contributions des différents processus du Modèle Standard, on ajoute les erreurs en quadrature.

7.1.8 Étude des sélections (ee) et (eμ)

Nous allons maintenant appliquer tout ce qui a été fait précédemment, puis contrôler sur différentes variables que nous comprenons bien les données réelles que l'on a prises. En effet, au niveau d'une sélection de deux électrons, ou d'un électron et d'un muon, les processus du Modèle Standard sont largement dominants par rapport au signal que l'on recherche, ou par rapport à tout signal de nouvelle physique. On doit donc vérifier la compatibilité entre les données réelles sélectionnées et la somme de tous les processus du Modèle Standard qui interviennent.

Dans la suite de l'analyse, on utilisera donc une sélection de deux électrons ou un électron et un muon, passant les coupures de présélection, les coupures de qualité et les coupures fiducielles, de $p_T > 10 \text{ GeV.c}^{-1}$, et ayant satisfait aux triggers EM ou DIEM ou EMMU. Un évènement Monte Carlo sera multiplié par un poids englobant l'efficacité des coupures de qualité sur chaque lepton explicitement sélectionné, l'efficacité de déclenchement de l'évènement, sa normalisation à la luminosité des données réelles et à sa section efficace de production. Puis sur l'ensemble de la sélection, les poids et leurs erreurs respectives seront ajoutés afin d'avoir accès à la totalité des évènements pour ce processus dans la sélection considérée.

Les figures 7.26 à 7.32 montrent les distributions de plusieurs variables pour la sélection (ee), et les figures 7.34 à 7.40 pour la sélection (eμ). Un point signal (avec le jeu de paramètres mSUGRA : $A_0 = 0$, $\tan\beta = 5$, $m_0 = 1000 \text{ GeV.c}^{-2}$, $m_{1/2} = 280 \text{ GeV.c}^{-2}$, $\mu > 0$) est représenté en ligne noire, et sa statistique attendue a été multipliée par 100. Les nombres d'évènements correspondant par processus sont reportés dans les tableaux 7.11 et 7.12, respectivement pour les sélections (ee) et (eμ), et avec leurs erreurs. La proportion des évènements QCD est de 2,3 % dans la sélection (ee), et de 37,2 % dans la sélection (eμ).

Afin de réduire le bruit de fond, nous allons dans la suite utiliser la variable décrivant le nombre de coups détectés dans le SMT. Sur la figure 7.33, on voit qu'il y a clairement un désaccord pour cette variable entre les données réelles et le Monte Carlo. Ce désaccord n'a pas été compris. Comme dans la suite, on envisage de couper sur cette variable, on calcule à ce niveau un facteur correctif pour la coupure à appliquer.

La coupure est la suivante (notée dans la suite «coupure SMT») : au moins 2 coups dans les couches du SMT, et on demande également que le coup le plus proche du vertex d'interaction soit dans l'une des 4 couches internes. L'efficacité de cette coupure est calculée avec la méthode «tag and probe» déjà mentionnée (cf. §6.1.2). En comparant l'efficacité de la coupure séparément pour une sélection d'électrons du Z dans les données réelles et dans le Monte Carlo Z, on trouve un facteur correctif de $0,927 \pm 0,002$, en accord avec celui calculé dans [69]. Ce facteur sera donc appliqué dès que l'on fera la coupure en question, et on tiendra compte de l'erreur systématique correspondante.

On vérifie l'accord en nombre après avoir fait la coupure SMT sur chaque électron de la sélection (ee) : 20125 évènements données réelles pour $20225 \pm 56 \text{ (stat)} \pm 1398 \text{ (sys)}$ évènements Monte Carlo Modèle Standard et QCD.

Processus	évènements attendus
$\gamma^*/Z \rightarrow ee$ (5-15)	$116 \pm 34 \pm 12$
$\gamma^*/Z \rightarrow ee$ (15 – 60)	$4888 \pm 31 \pm 502$
$\gamma^*/Z \rightarrow ee$ (60 – 130)	$22363 \pm 53. \pm 1610.$
$\gamma^*/Z \rightarrow ee$ (130 – 250)	$190 \pm 0.8 \pm 13$
$\gamma^*/Z \rightarrow ee$ (250 – 500)	$16.2 \pm 0.2 \pm 1.2$
$\gamma^*/Z \rightarrow ee$ (> 500)	$0.51 \pm 0.01 \pm 0.04$
$\gamma^*/Z \rightarrow \tau\tau$ (15 – 60)	$5.4 \pm 1.6 \pm 0.6$
$\gamma^*/Z \rightarrow \tau\tau$ (60 – 130)	$197 \pm 5. \pm 16.$
$\gamma^*/Z \rightarrow \tau\tau$ (130 – 250)	$2.9 \pm 0.1 \pm 0.2$
$\gamma^*/Z \rightarrow \tau\tau$ (250 – 500)	$0.37 \pm 0.04 \pm 0.03$
$\gamma^*/Z \rightarrow \tau\tau$ (> 500)	$0.017 \pm 0.002 \pm 0.001$
$W \rightarrow e\nu$	$35.0 \pm 9.9 \pm 3.3$
$W \rightarrow \tau\nu$	$1.9 \pm 3.3 \pm 0.2$
WW_{incl}	$14.4 \pm 1.0 \pm 1.3$
WZ_{incl}	$12.8 \pm 0.5 \pm 1.2$
ZZ_{incl}	$9.7 \pm 0.3 \pm 0.9$
$t\bar{t} \rightarrow ll$	$9.7 \pm 0.5 \pm 1.8$
Υ 1S	$177 \pm 6 \pm 55$
Υ 2S	$193 \pm 9 \pm 63$
QCD	631 ± 115
Somme des fonds	$28865. \pm 60. \pm 2005.$
Données réelles	27590

TAB. 7.11 – Nombre d'évènements dans les données réelles et dans le Monte Carlo Modèle Standard, pour la sélection (ee). La première erreur indiquée est statistique, la deuxième est systématique.

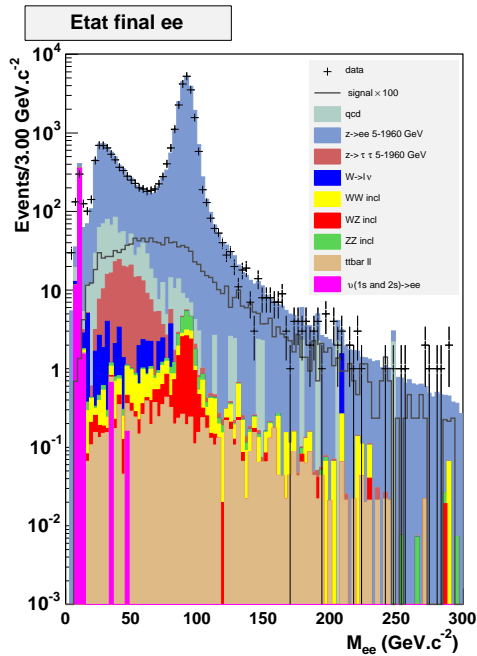


FIG. 7.26 – Masse invariante dans la sélection (ee), pour deux électrons $p_T > 10 \text{ GeV.c}^{-1}$.

Processus	évènements attendus
$\gamma^*/Z \rightarrow ee$ (15 – 60)	$0.5 \pm 0.6 \pm 0.1$
$\gamma^*/Z \rightarrow ee$ (60 – 130)	$1.4 \pm 0.9 \pm 0.1$
$\gamma^*/Z \rightarrow \mu\mu$ (60 – 130)	$20.7 \pm 2.2 \pm 2.5$
$\gamma^*/Z \rightarrow \mu\mu$ (130 – 250)	$0.23 \pm 0.14 \pm 0.03$
$\gamma^*/Z \rightarrow \mu\mu$ (250 – 500)	$0.049 \pm 0.013 \pm 0.005$
$\gamma^*/Z \rightarrow \mu\mu$ (> 500)	$0.002 \pm 0.001 \pm 0.001$
$\gamma^*/Z \rightarrow \tau\tau$ (15 – 60)	$5.9 \pm 1.5 \pm 0.8$
$\gamma^*/Z \rightarrow \tau\tau$ (60 – 130)	$215 \pm 6 \pm 26$
$\gamma^*/Z \rightarrow \tau\tau$ (130 – 250)	$3.7 \pm 0.1 \pm 0.4$
$\gamma^*/Z \rightarrow \tau\tau$ (250 – 500)	$0.45 \pm 0.05 \pm 0.05$
$\gamma^*/Z \rightarrow \tau\tau$ (> 500)	$0.021 \pm 0.002 \pm 0.002$
$W \rightarrow e\nu$	$2.7 \pm 2.6 \pm 0.3$
$W \rightarrow \mu\nu$	$9.8 \pm 1.9 \pm 1.3$
WW_{incl}	$19.3 \pm 1.3 \pm 2.3$
WZ_{incl}	$2.8 \pm 0.3 \pm 0.4$
ZZ_{incl}	$0.73 \pm 0.08 \pm 0.09$
$t\bar{t} \rightarrow ll$	$11.1 \pm 0.5 \pm 2.3$
Υ (1S and 2S $\rightarrow \mu\mu$)	$0.9 \pm 0.9 \pm 0.3$
QCD	158 ± 26
Somme des fonds	$454 \pm 17 \pm 40.$
Données réelles	516

TAB. 7.12 – Nombre d'évènements dans les données réelles et dans le Monte Carlo Modèle Standard, pour la sélection ($e\mu$). La première erreur indiquée est statistique, la deuxième est systématique.

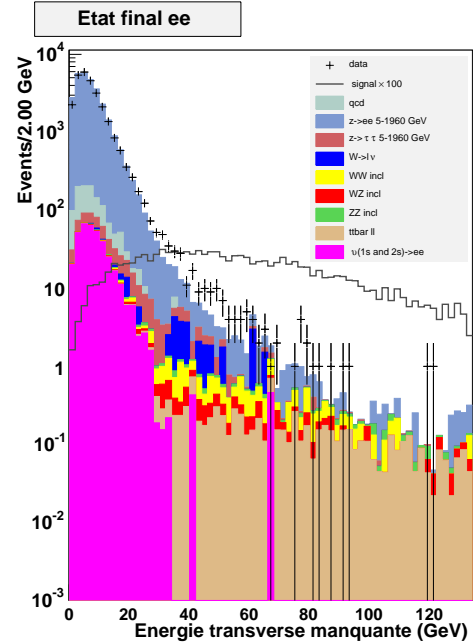


FIG. 7.27 – Énergie transverse manquante dans la sélection (ee), pour deux électrons $p_T > 10 \text{ GeV.c}^{-1}$.

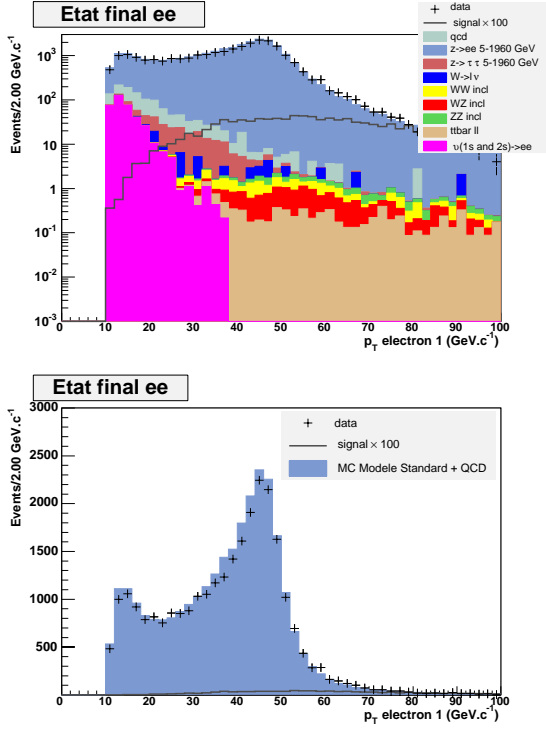


FIG. 7.28 – p_T de l'électron le plus énergétique dans la sélection (ee), pour deux électrons $p_T > 10 \text{ GeV.c}^{-1}$.

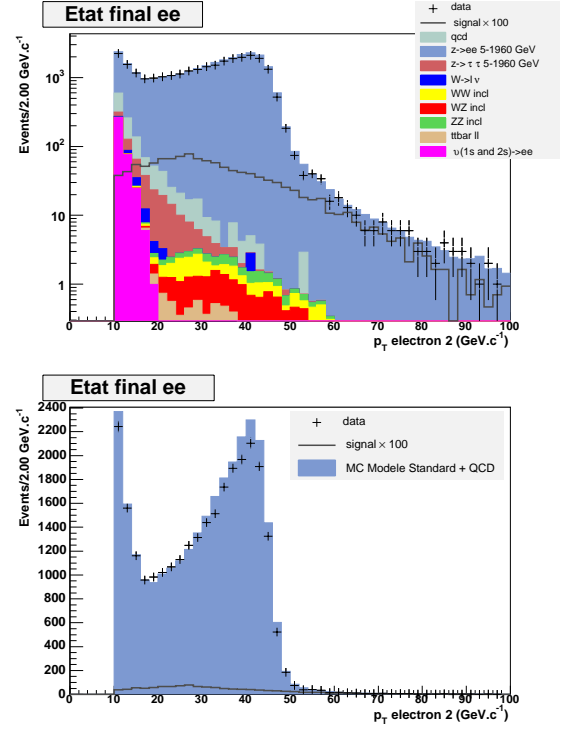


FIG. 7.29 – p_T du deuxième électron dans la sélection (ee), pour deux électrons $p_T > 10 \text{ GeV.c}^{-1}$.

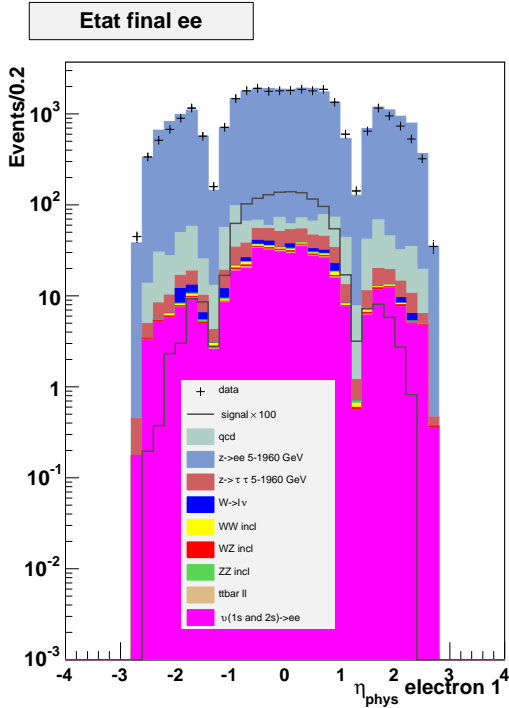


FIG. 7.30 – η_{phys} de l'électron le plus énergétique dans la sélection (ee), pour deux électrons $p_T > 10 \text{ GeV.c}^{-1}$.

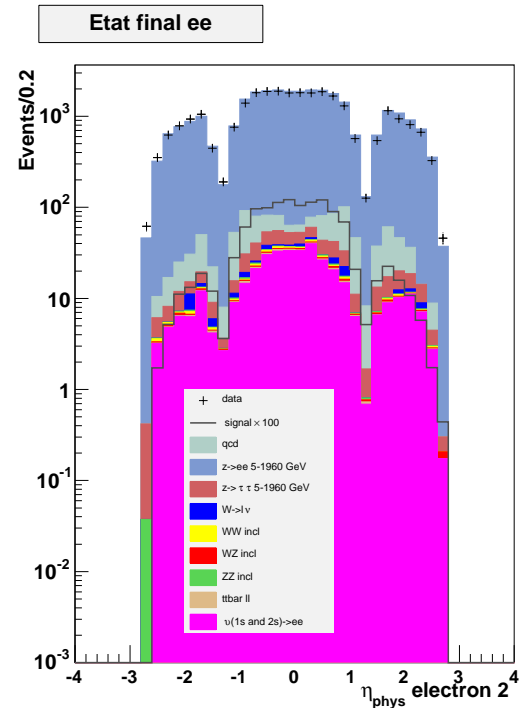


FIG. 7.31 – η_{phys} du deuxième électron dans la sélection (ee), pour deux électrons $p_T > 10 \text{ GeV.c}^{-1}$.

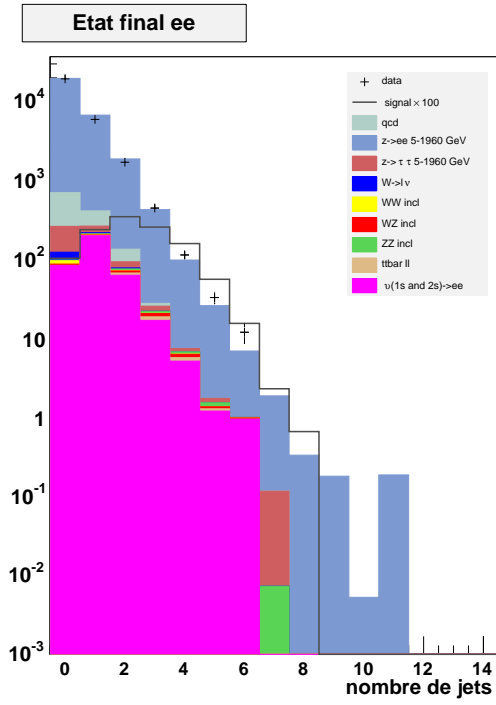


FIG. 7.32 – Nombre de jets par évènement dans la sélection (ee), pour deux électrons $p_T > 10 \text{ GeV}.c^{-1}$.

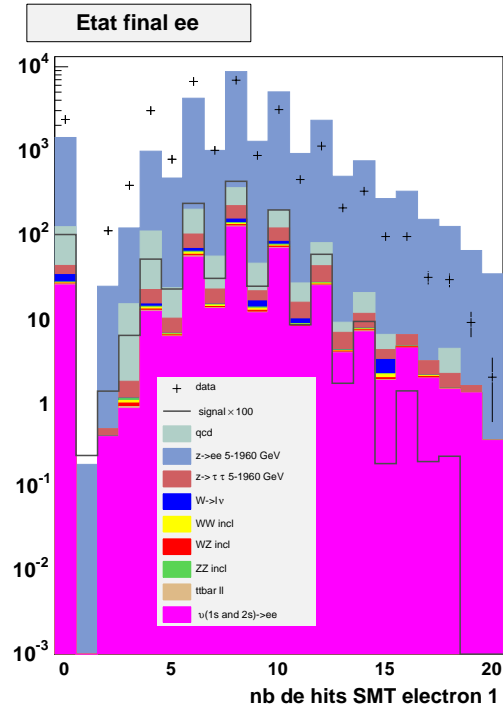


FIG. 7.33 – Nombre de coups dans le SMT pour la trace associée à l'électron le plus énergétique dans la sélection (ee), pour deux électrons $p_T > 10 \text{ GeV}.c^{-1}$.

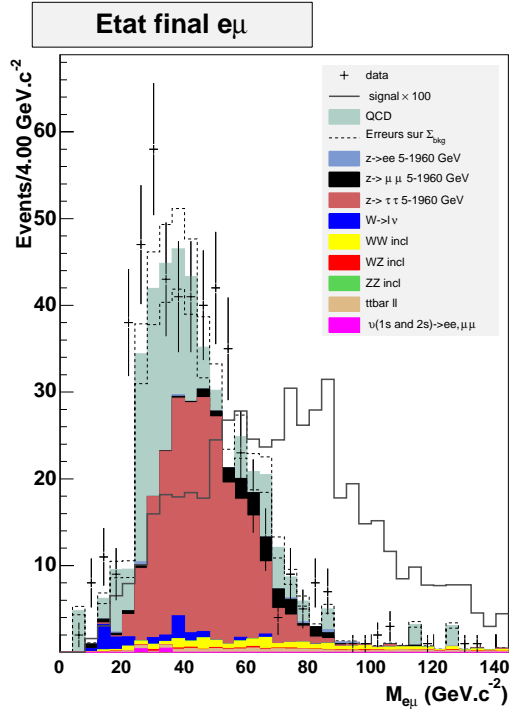


FIG. 7.34 – Masse invariante dans la sélection ($e\mu$), pour un électron et un muon $p_T > 10 \text{ GeV}.c^{-1}$.

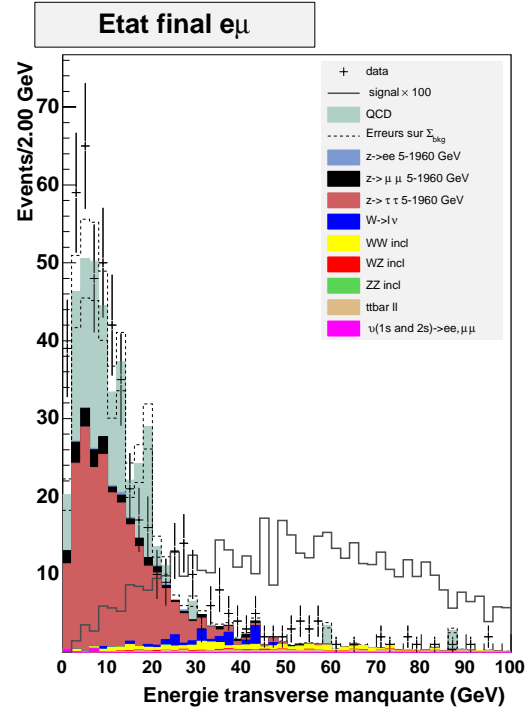


FIG. 7.35 – Énergie transverse manquante dans la sélection ($e\mu$), pour un électron et un muon $p_T > 10 \text{ GeV}.c^{-1}$.

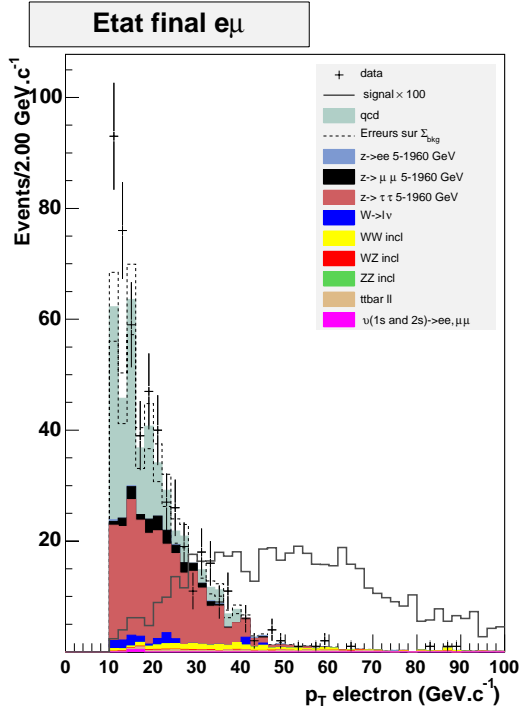


FIG. 7.36 – p_T de l'électron dans la sélection ($e\mu$), pour un électron et un muon $p_T > 10 \text{ GeV.c}^{-1}$.

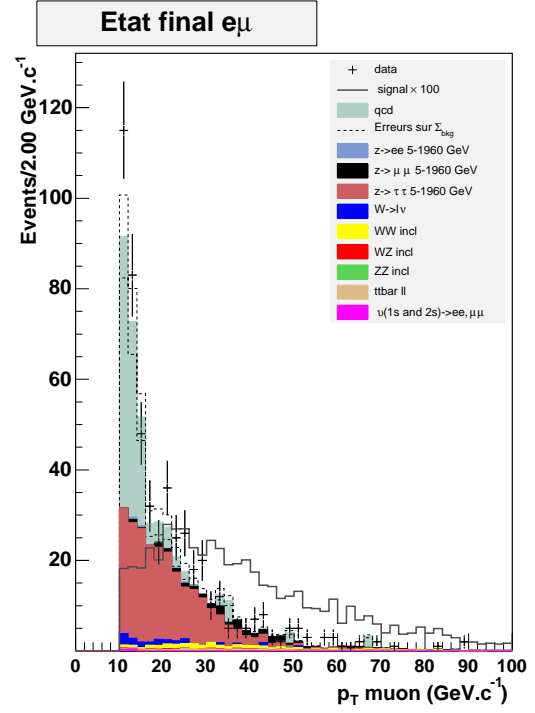


FIG. 7.37 – p_T du muon dans la sélection ($e\mu$), pour un électron et un muon $p_T > 10 \text{ GeV.c}^{-1}$.

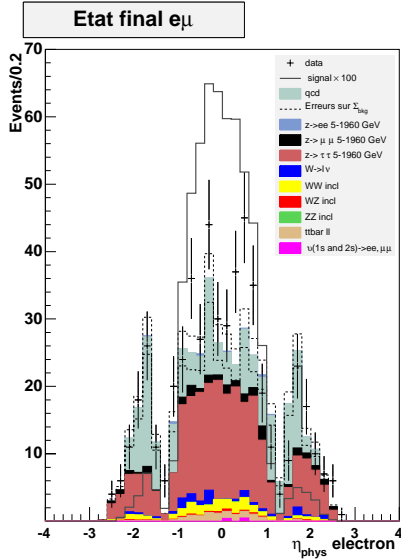


FIG. 7.38 – η_{phys} de l'électron dans la sélection ($e\mu$), pour un électron et un muon $p_T > 10 \text{ GeV.c}^{-1}$.

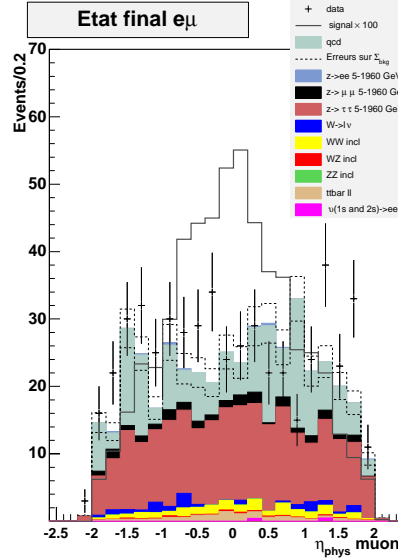


FIG. 7.39 – η_{phys} du muon dans la sélection ($e\mu$), pour un électron et un muon $p_T > 10 \text{ GeV.c}^{-1}$.

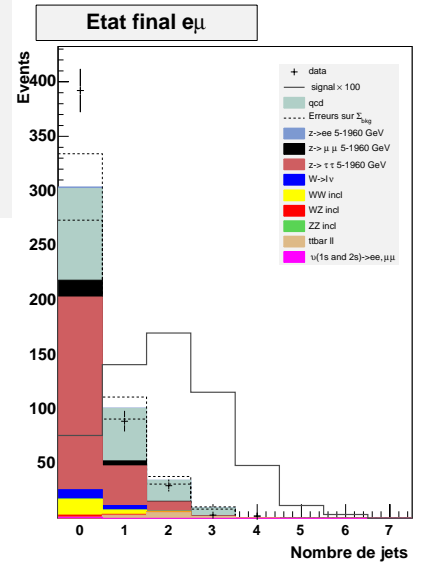


FIG. 7.40 – Nombre de jets par événement dans la sélection ($e\mu$), pour un électron et un muon $p_T > 10 \text{ GeV.c}^{-1}$.

Pour les sélections (ee) et (eμ), on a vérifié l'accord sur la forme des distributions pour la plupart des variables, et sur le nombre d'évènements sélectionnés, entre les données réelles et leur interprétation dans le cadre du Modèle Standard. La prochaine étape consiste à extraire le signal recherché.

7.2 Sélection de trois leptons

7.2.1 Définition des coupures

Le fait de demander la présence d'un troisième lepton (passant également les coupures de qualité et les coupures fiducielles, avec $p_T > 5 \text{ GeV.c}^{-1}$), avec au moins deux électrons dans l'évènement, ramène le nombre d'évènements attendus MC+QCD à $14,6^{+8.5}_{-1.0}$ (stat) ± 3.6 (sys), pour 16 évènements observés dans les données réelles.

Le nombre d'évènements QCD à chaque niveau de coupure est obtenu en multipliant le «capital» de départ, c'est-à-dire la somme des fonds QCD ayant soit deux «faux électrons» (sélection (ee)), soit un faux électron et un faux muon (sélection (eμ)) multipliés par leurs facteurs de normalisation respectifs, par l'efficacité de sélection de chaque coupure prise individuellement. Ces efficacités de sélection (pour chaque coupure prise individuellement), ainsi que le nombre final de QCD à chaque étape des coupures considérées dans la suite, sont reportées dans le tableau 7.13. L'erreur sur l'efficacité est obtenue par l'erreur bayésienne sur le rapport $\frac{nb \text{ après coupure}}{nb \text{ tot}}$. L'erreur sur le nombre attendu de QCD est obtenue en sommant quadratiquement les erreurs sur chaque efficacité et sur le facteur de normalisation.

coupure	nombre de QCD (ee)	nombre de QCD (eμ)	efficacité de sélection	nb final de QCD
(ee) + (eμ) $p_T > 10; 10 \text{ GeV.c}^{-1}$	280	66	1	$774,4 \pm 138,4$
eel $p_T > 10; 10; 5 \text{ GeV.c}^{-1}$	0	1	$0,003 \pm 0,004$	$2,3 \pm 3,1$
$p_{T1} > 15 \text{ GeV.c}^{-1}$	195	40	$0,679 \pm 0,025$	$1,6 \pm 2,1$
cas n° 1				
$M_{ee} \notin [80; 100] \text{ GeV.c}^{-2}$	265	66	$0,957 \pm 0,012$	$1,5 \pm 2,0$
coupure SMT	183	49	$0,671 \pm 0,026$	$1,0 \pm 1,4$
$\cancel{E}_T > 15 \text{ GeV}$	23	17	$0,116 \pm 0,018$	$0,12 \pm 0,16$
cas n° 2				
coupure SMT	183	49	$0,671 \pm 0,026$	$1,1 \pm 1,4$
$\cancel{E}_T > 15 \text{ GeV}$	23	17	$0,116 \pm 0,018$	$0,12 \pm 0,17$

TAB. 7.13 – Efficacité de sélection du fond QCD pour chaque coupure, calculée à partir de la somme des évènements passant la coupure dans les sélections (ee) et (eμ) sur le nombre d'évènements total. La dernière colonne donne le nombre attendu de QCD après chaque coupure, en appliquant les coupures dans l'ordre du tableau.

Nous allons étudier le comportement de différentes variables dans les MC Modèle Standard et signal (point choisi en mSUGRA : $A_0 = 0$, $\tan\beta = 5$, $m_0 = 1000$, $m_{1/2} = 280$, $\mu > 0$), et sur le fond QCD afin d'en déduire les coupures ayant le meilleur rapport $\frac{signal}{\sqrt{bruit}}$. Le résultat en terme de $\frac{signal}{\sqrt{bruit}}$ est présenté dans le tableau 7.14 au fur et à mesure des coupures.

La première coupure (notée **cut1**) que nous allons appliquer concerne l'impulsion transverse du lepton le plus énergétique. La figure 7.41 montre la distribution du p_T du lepton le plus énergétique de l'évènement, pour le MC Modèle Standard et pour le signal. On demandera $p_T > 15 \text{ GeV.c}^{-1}$ pour le lepton le plus

coupure	signal	bruit	$\frac{signal}{\sqrt{bruit}}$	taux de rejet	
				signal	bruit
$(ee) + (e\mu) p_T > 10; 10 \text{ GeV.c}^{-1}$	13,12	27600	0,08		
$eel p_T > 10; 10; 5 \text{ GeV.c}^{-1}$	5,21	16,2	1,29	0,60	0,999
$eel p_T > 15; 10; 5 \text{ GeV.c}^{-1}$	5,21	14,5	1,37	0	0,09
cas n° 1					
$eel M_{ee} \notin [80; 100] \text{ GeV.c}^{-2}$	3,55	7,9	1,26	0,32	0,56
coupure SMT	2,56	2,6	1,59	0,298	0,67
$\cancel{E}_T > 15 \text{ GeV}$	2,38	0,44	3,59	0,07	0,83
cas n° 2					
coupure SMT	3,67	6,8	1,41	0,30	0,53
$\cancel{E}_T > 15 \text{ GeV}$	3,46	1,16	3,21	0,06	0,83

TAB. 7.14 – Nombres d'évènements attendus du signal (point choisi en *mSUGRA* : $A_0 = 0$, $\tan\beta = 5$, $m_0 = 1000 \text{ GeV.c}^{-2}$, $m_{1/2} = 280 \text{ GeV.c}^{-2}$, $\mu > 0$), de la somme des fonds, rapport signal sur bruit et taux de rejet au fur et à mesure des coupures.

énergétique. Les distributions des impulsions transverses des deux autres leptons sont également montrées figures 7.42 et 7.43.

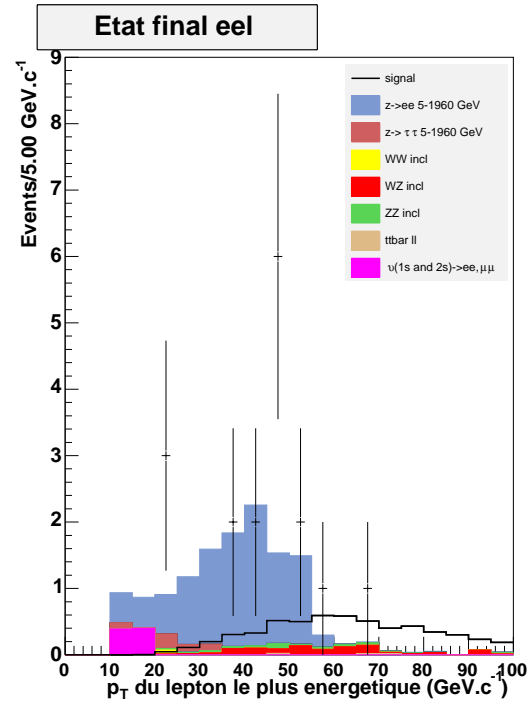


FIG. 7.41 – Impulsion transverse du lepton le plus énergétique dans la sélection (*eel*).

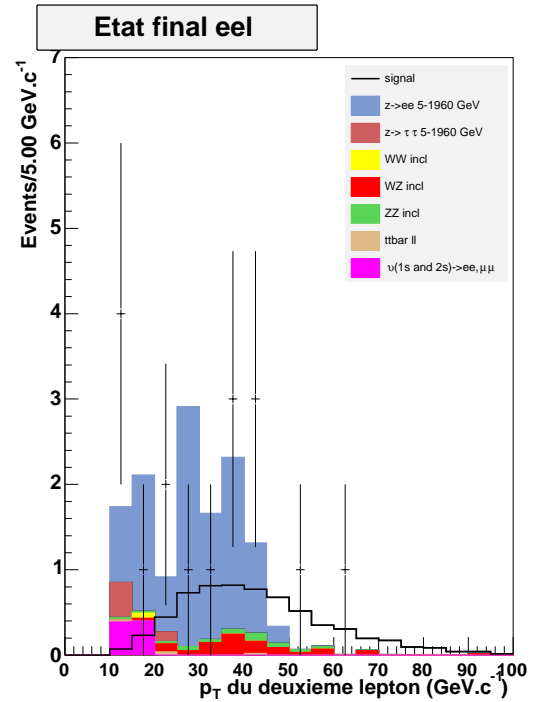


FIG. 7.42 – Impulsion transverse du deuxième lepton dans la sélection (*eel*).

La figure 7.44 montre la distribution en masse invariante de la paire d'électrons les plus énergétiques, après avoir imposé $p_{T1} > 15 \text{ GeV.c}^{-1}$. Le bruit de fond le plus important à ce niveau est le processus $Z/\gamma^* \rightarrow ee$ généré entre 60 et 130 GeV.c^{-2} .

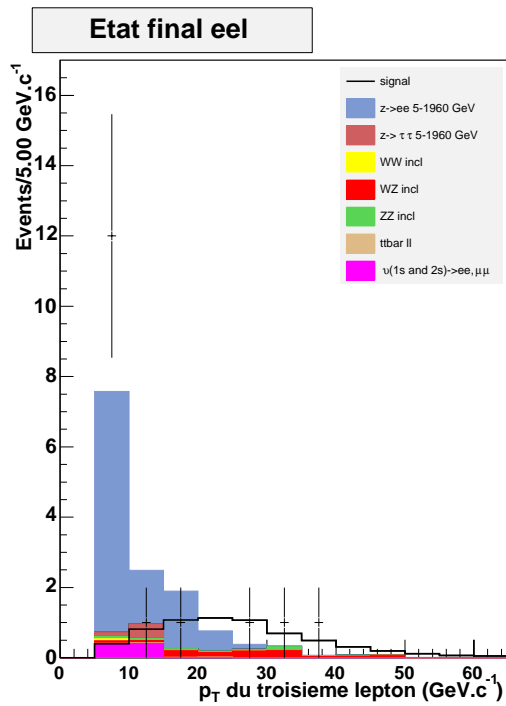


FIG. 7.43 – Impulsion transverse du troisième lepton dans la sélection (eel).

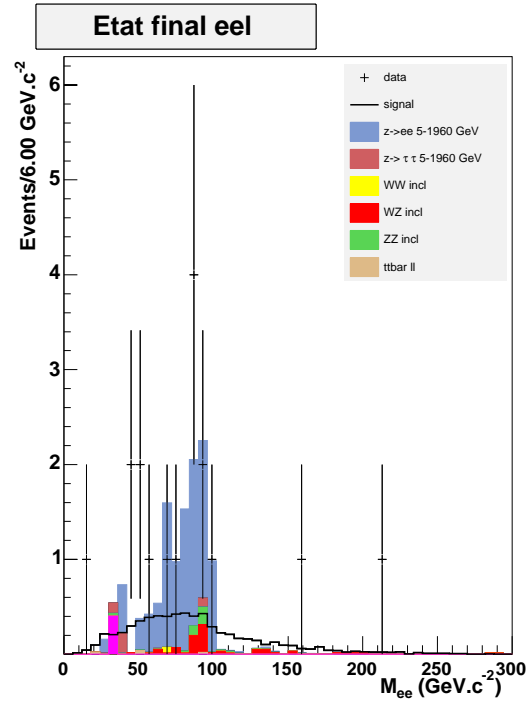


FIG. 7.44 – Masse invariante de la paire d'électrons dans la sélection (eel), après la coupure $p_{T1} > 15 \text{ GeV.c}^{-1}$.

On va s'intéresser à deux configurations de coupures :

- **cas n° 1** : afin de diminuer ce fond, on fait une coupure en masse invariante de toute paire d'électrons (notée **cut2**) : $M_{ee} \notin [80; 100] \text{ GeV.c}^{-2}$. Cependant, pour certains points de l'espace des paramètres, cette coupure diminue fortement (jusqu'à 50%) l'efficacité de sélection du signal ;
- **cas n° 2** : on n'applique pas de coupure en masse.

En étudiant les caractéristiques des événements restants au niveau de la génération, on s'aperçoit qu'un nombre non négligeable d'électrons sélectionnés (au niveau reconstruit) proviennent de photons convertis. On va donc imposer une coupure supplémentaire (notée **cut3**) sur la trace associée à tout électron, en demandant qu'il y ait au moins 2 coups dans le système de détection interne (le SMT) mais également en demandant à ce que le premier détecteur touché par la trace soit l'une des quatre couches internes du SMT (coupure SMT définie précédemment). On s'assure ainsi de diminuer très fortement la contribution des photons convertis.

Enfin, on attend une certaine quantité d'énergie transverse manquante dans le signal (due entre autre à la présence systématique d'un neutrino dans la désintégration du χ_1^0 par le couplage λ_{121}). Par contre, les fonds Modèle Standard tels que $Z/\gamma^* \rightarrow ee$, ZZ et $\Upsilon \rightarrow ee$ ne produisent pas de réelle \cancel{E}_T (cf. figure 7.45). La résolution sur \cancel{E}_T est évaluée à 15 GeV [71]. On demandera donc dans l'évènement $\cancel{E}_T > 15 \text{ GeV}$ (coupure notée **cut4**).

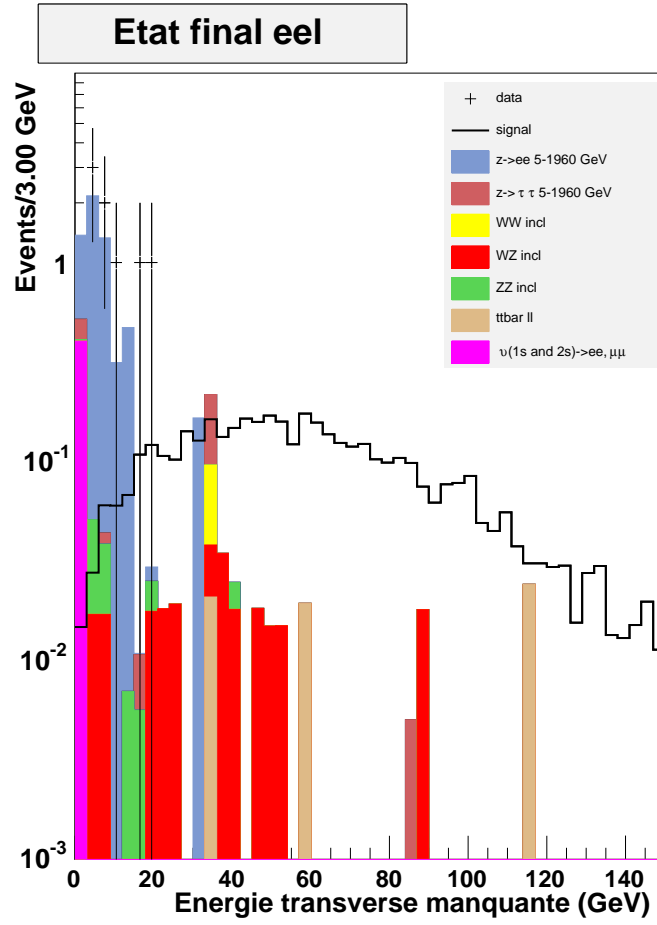


FIG. 7.45 – Énergie transverse manquante dans la sélection (eel), après coupure sur $M_{ee} \notin [80;100] \text{ GeV.c}^{-2}$.

7.2.2 Application aux données réelles

En résumé, les coupures pour sélectionner le signal sont les suivantes :

- **cut0** : trois leptons dont au moins deux électrons, avec des impulsions transverses $p_{T1} > 10 \text{ GeV.c}^{-1}$, $p_{T2} > 10 \text{ GeV.c}^{-1}$ et $p_{T3} > 5 \text{ GeV.c}^{-1}$;
- **cut1** : $p_{T1} > 15 \text{ GeV.c}^{-1}$;
- **cas n°1 seulement** :
cut2 : $M_{ee} \notin [80;100] \text{ GeV.c}^{-2}$ pour chaque paire d'électrons de l'événement, et ce quelque soit leur signe ;
- **cas n°1 et cas n°2** :
cut3 : au moins deux coups dans le SMT, et le plus proche du vertex associé à la trace doit être dans l'une des 4 couches internes du SMT ;
cut4 : $\cancel{E}_T > 15 \text{ GeV}$.

Dans les tableaux 7.15 et 7.16 sont reportés les nombres d'évènements restants au fur et à mesure des coupures, pour le MC Modèle Standard, pour le fond QCD, et pour les données réelles. On a symétrisé l'erreur statistique dans le détail des processus, pour plus de clarté.

Cas n° 1					
Processus	cut0	cut1	cut2	cut3	cut4
$\gamma^*/Z \rightarrow ee$ (5-15)	$0 \pm 7.8 \pm 0$	$0 \pm 4.6 \pm 0$	$0 \pm 4.6 \pm 0$	$0 \pm 4.4 \pm 0$	$0 \pm 0.6 \pm 0$
$\gamma^*/Z \rightarrow ee$ (15-60)	$0.88 \pm 0.49 \pm 0.11$	$0.56 \pm 0.69 \pm 0.07$	$0.56 \pm 0.69 \pm 0.07$	$0.28 \pm 0.35 \pm 0.03$	$0. \pm 0.15 \pm 0.$
$\gamma^*/Z \rightarrow ee$ (60-130)	$9.9 \pm 1.6 \pm 1.0$	$9.7 \pm 1.6 \pm 1.0$	$4.6 \pm 1.1 \pm 0.4$	$0.86 \pm 0.55 \pm 0.09$	$0. \pm 0.26 \pm 0.$
$\gamma^*/Z \rightarrow ee$ (> 130)	$0.11 \pm 0.03 \pm 0.01$	$0.11 \pm 0.03 \pm 0.01$	$0.10 \pm 0.03 \pm 0.01$	$0.04 \pm 0.02 \pm 0.01$	$0. \pm 0.01 \pm 0.$
$\gamma^*/Z \rightarrow \mu\mu$ (> 60)	$0. \pm 0.3 \pm 0.$				
$\gamma^*/Z \rightarrow \tau\tau$ (15-60)	$0. \pm 0.4 \pm 0.$				
$\gamma^*/Z \rightarrow \tau\tau$ (60-130)	$0.52 \pm 0.34 \pm 0.07$	$0.42 \pm 0.39 \pm 0.06$	$0.23 \pm 0.32 \pm 0.04$	$0.10 \pm 0.15 \pm 0.02$	$0.10 \pm 0.15 \pm 0.02$
$\gamma^*/Z \rightarrow \tau\tau$ (> 130)	$0.02 \pm 0.02 \pm 0.01$	$0.02 \pm 0.01 \pm 0.01$	$0.02 \pm 0.01 \pm 0.01$	$0. \pm 0.01 \pm 0.$	
$W \rightarrow l\nu$	$0. \pm 2.5 \pm 0.$	$0. \pm 2.2 \pm 0.$	$0. \pm 2.0 \pm 0.$	$0. \pm 1.2 \pm 0.$	$0. \pm 1.1 \pm 0.$
WW_{incl}	$0.06 \pm 0.11 \pm 0.01$	$0.06 \pm 0.11 \pm 0.01$	$0.06 \pm 0.11 \pm 0.01$	$0.05 \pm 0.09 \pm 0.01$	$0.05 \pm 0.09 \pm 0.1$
WZ_{incl}	$1.04 \pm 0.15 \pm 0.10$	$1.04 \pm 0.15 \pm 0.10$	$0.23 \pm 0.08 \pm 0.02$	$0.12 \pm 0.05 \pm 0.01$	$0.12 \pm 0.05 \pm 0.01$
ZZ_{incl}	$0.48 \pm 0.06 \pm 0.05$	$0.48 \pm 0.06 \pm 0.05$	$0.09 \pm 0.03 \pm 0.01$	$0.06 \pm 0.02 \pm 0.01$	$0.005 \pm 0.010 \pm 0.001$
$t\bar{t} \rightarrow ll$	$0.09 \pm 0.05 \pm 0.02$	$0.09 \pm 0.05 \pm 0.02$	$0.07 \pm 0.05 \pm 0.02$	$0.06 \pm 0.04 \pm 0.01$	$0.06 \pm 0.04 \pm 0.01$
$\Upsilon(1S, 2S) \rightarrow ee, \mu\mu$	$0.8 \pm 1.1 \pm 0.3$	$0.4 \pm 0.7 \pm 0.1$	$0.4 \pm 0.7 \pm 0.1$	$0. \pm 0.7 \pm 0.$	$0. \pm 0.1 \pm 0.$
QCD	2.3 ± 3.1	1.6 ± 2.1	1.5 ± 2.0	$1. \pm 1.4$	0.12 ± 0.16
Somme des fonds	$16.2^{+8.5}_{-1.1} \pm 3.5$	$14.5^{+5.6}_{-1.0} \pm 2.6$	$7.9^{+4.8}_{-0.6} \pm 2.3$	$2.6^{+5.4}_{-0.2} \pm 1.7$	$0.44^{+1.40}_{-0.06} \pm 0.16$
Données réelles	17	17	8	5	0

TAB. 7.15 – Nombre d'évènements dans les données réelles et dans le Monte Carlo Modèle Standard, pour la sélection (eel), après chaque coupure, dans le **cas n°1**. La première erreur donnée est statistique, la deuxième est systématique.

Cas n° 2				
Processus	cut0	cut1	cut3	cut4
$\gamma^*/Z \rightarrow ee$ (5-15)	$0 \pm 7.8 \pm 0$	$0 \pm 4.6 \pm 0$	$0 \pm 4.4 \pm 0$	$0 \pm 0.6 \pm 0$
$\gamma^*/Z \rightarrow ee$ (15-60)	$0.88 \pm 0.49 \pm 0.11$	$0.56 \pm 0.69 \pm 0.07$	$0.28 \pm 0.35 \pm 0.03$	$0. \pm 0.15 \pm 0.$
$\gamma^*/Z \rightarrow ee$ (60-130)	$9.9 \pm 1.6 \pm 1.0$	$9.7 \pm 1.6 \pm 1.0$	$4.0 \pm 1.0 \pm 0.4$	$0.15 \pm 0.38 \pm 0.02$
$\gamma^*/Z \rightarrow ee$ (> 130)	$0.11 \pm 0.03 \pm 0.01$	$0.11 \pm 0.03 \pm 0.01$	$0.04 \pm 0.02 \pm 0.01$	$0. \pm 0.01 \pm 0.$
$\gamma^*/Z \rightarrow \mu\mu$ (> 60)	$0. \pm 0.3 \pm 0.$			
$\gamma^*/Z \rightarrow \tau\tau$ (15-60)	$0. \pm 0.4 \pm 0.$			
$\gamma^*/Z \rightarrow \tau\tau$ (60-130)	$0.52 \pm 0.34 \pm 0.07$	$0.42 \pm 0.39 \pm 0.06$	$0.26 \pm 0.18 \pm 0.04$	$0.10 \pm 0.15 \pm 0.02$
$\gamma^*/Z \rightarrow \tau\tau$ (> 130)	$0.016 \pm 0.015 \pm 0.002$	$0.02 \pm 0.01 \pm 0.01$	$0. \pm 0.01 \pm 0.$	
$W \rightarrow l\nu$	$0. \pm 2.5 \pm 0.$	$0. \pm 2.2 \pm 0.$	$0. \pm 1.2 \pm 0.$	$0. \pm 1.1 \pm 0.$
WW_{incl}	$0.06 \pm 0.11 \pm 0.01$	$0.06 \pm 0.11 \pm 0.01$	$0.05 \pm 0.09 \pm 0.01$	$0.05 \pm 0.09 \pm 0.1$
WZ_{incl}	$1.04 \pm 0.15 \pm 0.10$	$1.04 \pm 0.15 \pm 0.10$	$0.66 \pm 0.11 \pm 0.07$	$0.57 \pm 0.10 \pm 0.06$
ZZ_{incl}	$0.48 \pm 0.06 \pm 0.05$	$0.48 \pm 0.06 \pm 0.05$	$0.35 \pm 0.05 \pm 0.04$	$0.10 \pm 0.03 \pm 0.01$
$t\bar{t} \rightarrow ll$	$0.09 \pm 0.05 \pm 0.02$	$0.09 \pm 0.05 \pm 0.02$	$0.07 \pm 0.04 \pm 0.02$	$0.07 \pm 0.04 \pm 0.02$
$\Upsilon(1S, 2S) \rightarrow ee, \mu\mu$	$0.8 \pm 1.1 \pm 0.3$	$0.4 \pm 0.7 \pm 0.1$	$0. \pm 0.7 \pm 0.$	$0. \pm 0.1 \pm 0.$
QCD	2.3 ± 3.1	1.6 ± 2.1	$1. \pm 1.4$	0.12 ± 0.16
Somme des fonds	$16.2^{+8.5}_{-1.1} \pm 3.5$	$14.5^{+5.6}_{-1.0} \pm 2.6$	$6.8^{+4.8}_{-0.5} \pm 1.8$	$1.16^{+1.43}_{-0.10} \pm 0.19$
Données réelles	17	17	9	1

TAB. 7.16 – Nombre d'évènements dans les données réelles et dans le Monte Carlo Modèle Standard, pour la sélection (eel), après chaque coupure, dans le **cas n°2**. La première erreur donnée est statistique, la deuxième est systématique.

En résumé, la recherche d'un état final à trois leptons dont au moins deux électrons conduit, selon le choix d'analyse, à :

- **cas n°1** : 0 évènement sélectionné dans les données réelles, pour $0,44^{+1,40}_{-0,06}$ (stat) $\pm 0,16$ (sys) dans le MC Modèle Standard et le QCD.

- **cas n°2** : 1 évènement sélectionné dans les données réelles, pour $1,16^{+1,43}_{-0,10}$ (stat) $\pm 0,19$ (sys) dans le MC Modèle Standard et le QCD.

Pour les deux cas précédents, le tableau 7.17 récapitule les différentes sources d'erreurs, et le pourcentage relatif pour chaque source.

Processus	cas n° 1							
	% du total	statistiques (en %)	systématiques (en %)					
			ϵ_{trig}	ϵ_{qual}	ϵ_{μ}	ϵ_{SMT}	σ	L
WW_{incl}	14	+190 -43.7	± 2.0	± 9.6	± 0	± 0.65	± 13.3	± 6.5
WZ_{incl}	18	+42.7 -28.7	± 1.9	± 5.5	± 4.0	± 2.3	± 1.6	± 6.5
ZZ_{incl}	1	+218 -31.6	± 6.3	± 8.4	± 14.9	± 6.7	± 5.6	± 6.5
$t\bar{t} \rightarrow ll$	12	+75.1 -44.7	± 3.8	± 15.1	± 8.9	± 4.3	± 9.8	± 6.5
$\gamma^*/Z \rightarrow ee$		+0.15 -0						
$\gamma^*/Z \rightarrow \tau\tau$	25	+153 -34.8	± 1.5	± 18.5	± 0	± 0.65	± 3.94	± 6.5
QCD	30	± 133						

Processus	cas n° 2							
	% du total	statistiques (en %)	systématiques (en %)					
			ϵ_{trig}	ϵ_{qual}	ϵ_{μ}	ϵ_{SMT}	σ	L
WW_{incl}	6	+190 -43.7	± 2.0	± 9.6	± 0	± 0.65	± 13.3	± 6.5
WZ_{incl}	41	+17.3 -13.6	± 2.2	± 6.8	± 5.1	± 2.7	± 1.6	± 6.5
ZZ_{incl}	8	+27.3 -20.0	± 5.9	± 11.4	± 14.0	± 6.4	± 5.6	± 6.5
$t\bar{t} \rightarrow ll$	7	+62.2 -40.5	± 3.0	± 12.8	± 7.1	± 3.6	± 9.8	± 6.5
$\gamma^*/Z \rightarrow ee$	15	+255 -12.0	± 6.3	± 11.9	± 14.9	± 6.7	± 3.9	± 6.5
$\gamma^*/Z \rightarrow \tau\tau$	11	+153 -34.8	± 1.5	± 18.5	± 0	± 0.65	± 3.94	± 6.5
QCD	13	± 133						

TAB. 7.17 – Pourcentage d'erreurs par processus, suivant la source d'erreur considérée, et pour les deux variantes de coupures.

Pour le **cas n°1**, l'erreur dominante est due au QCD (qui représente 30% du nombre d'évènements restants). On pourrait également améliorer l'erreur finale sur le Monte Carlo en ayant plus de statistique

disponible dans les échantillons $\gamma^*/Z \rightarrow \tau\tau$, et WW_{incl} .

Pour le **cas n°2**, le fond dominant est le WZ, dont l'erreur est dominée par les facteurs correctifs de qualité des électrons (6,8%), et l'erreur sur la luminosité (6,5%). On pourrait également diminuer l'erreur totale en améliorant la statistique des processus $\gamma^*/Z \rightarrow ee$ et $\gamma^*/Z \rightarrow \tau\tau$, et en diminuant l'erreur sur le QCD (qui représente 13% des événements restants).

Les caractéristiques de l'évènement restant sont présentées dans la table 7.18. La figure 7.46 montre une vue en $\eta - \phi$ de cet événement, et la figure 7.47 une vue en $r - \phi$.

La masse invariante de la paire composée des deux électrons les plus énergétique est de $89,5 \text{ GeV} \cdot c^{-2}$: il s'agit très probablement d'un événement contenant un Z. On peut citer trois possibilités :

- un Z accompagné d'un jet qui a fluctué en électron. L'énergie transverse manquante (26,4 GeV) pourrait alors être due à l'énergie du jet qui n'a pas été reconstruit. La distance entre la direction de l'énergie transverse manquante et le troisième électron est de 0,5 en $\Delta\eta$ et de 0 en $\Delta\phi$.
- un des électrons du Z/DY émet un photon, converti dans le tube à vide. On ne reconstruit que l'électron de la paire électron-positron créée.
- un événement WZ, avec le W se désintégrant en une paire électron-neutrino. Cette hypothèse est peu probable étant donnée la faible valeur de la masse transverse du troisième lepton.

n ^o de run	195 169		
n ^o d'évènement	42 528 905		
date	15 juillet 2004 à 8h51		
Énergie transverse manquante	26,4 GeV		
\cancel{E}_{Tx} et \cancel{E}_{Ty}	-3,84 GeV	-26,14 GeV	
Nombre d'électrons	3		
Nombre de muons	0		
Nombre de jets	0		
caractéristique des leptons	lepton 1	lepton 2	lepton 3
Impulsion transverse	47,1 GeV.c ⁻¹	41,5 GeV.c ⁻¹	9,1 GeV.c ⁻¹
η_{phys}	1,63	2,35	-0,36
ϕ	2,34	6,17	4,38
charge	-1	-1	-1
Masse invariante e1-e2	89,5 GeV.c ⁻²		
Masse invariante e1-e2-e3	132,3 GeV.c ⁻²		
Masse transverse de e3	2,94 GeV.c ⁻²		

TAB. 7.18 – Caractéristiques de l'évènement restant dans les données réelles.

Aucun excès d'évènement n'étant observé, la prochaine étape consiste à mettre une limite sur la section efficace du processus étudié. Ce sera l'objet du chapitre 8.

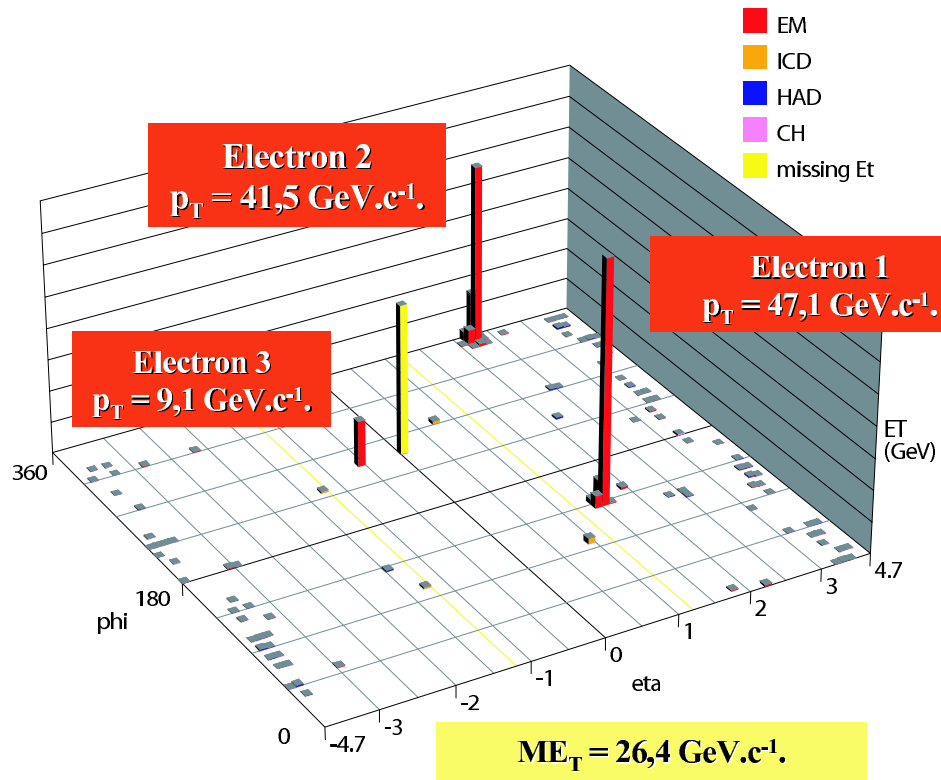


FIG. 7.46 – Vue en $\eta - \phi$ de l'évènement (eel) sélectionné.

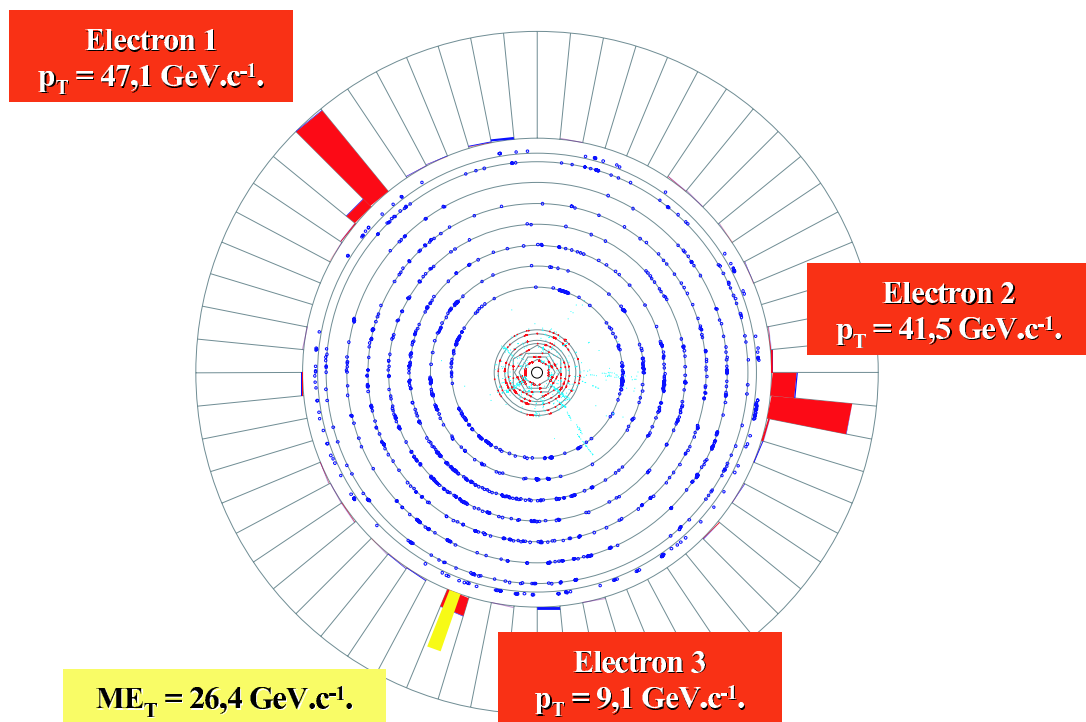


FIG. 7.47 – Vue en $r - \phi$ de l'évènement (eel) sélectionné.

Chapitre 8

Interprétation des résultats en R-parité violée

8.1 Obtention de la section efficace limite

Pour mettre une limite sur la section efficace du processus étudié, on utilise une approche fréquentiste [90]. On connaît les grandeurs suivantes :

- le nombre de données observées N_{obs} ,
- la luminosité L et son erreur de 6,5% (traitée séparément, car identique pour le fond et pour le signal),
- les fonds attendus N_{bkg} ,
- les erreurs statistiques $\delta N_{stat_{bkg}}$ et systématiques $\delta N_{sys_{bkg}}$ (exceptée celle due à la luminosité) absolues sur le fond,
- le signal attendu N_{sig} , et la section efficace théorique σ_{th} du processus : $N_{sig} = L_{data} \sigma_{th} \epsilon$, avec ϵ l'efficacité de sélection du signal,
- les erreurs statistiques $\delta N_{stat_{sig}}$ et systématiques $\delta N_{sys_{sig}}$ (exceptée celle due à la luminosité) absolues sur le signal.

En utilisant une distribution de Poisson, on définit la probabilité d'observer n évènements quand on en attend k :

$$Prob(n|k) = k^n \times \frac{e^{-k}}{n!}$$

Dans le cas présent, on teste l'hypothèse «**le signal existe**» : le nombre d'évènements attendus k est la somme des fonds et du signal. Si l'on veut rejeter l'hypothèse de l'existence du signal à 95% de degré de confiance, on doit vérifier $Prob(n|k) < 0,05$. On en déduit la section efficace que le signal doit avoir pour vérifier la relation $Prob(n|k) = 0,05$ avec une précision fixée à 10^{-5} (par dichotomie : on fait varier la section efficace jusqu'à obtention de la valeur désirée). Cette section efficace correspond donc à la section efficace maximum que le signal peut avoir dans l'hypothèse de son existence, à 95 % de degré de confiance. Elle est appelée dans la suite σ_{95} .

En pratique, il faut prendre en compte les erreurs, et on procède de la façon suivante [91] :

1. on tire un nombre de façon aléatoire L_{eff} sur une gaussienne de valeur moyenne L (luminosité dans les données réelles étudiées) et de largeur donnée par l'erreur sur la luminosité : $0,065 \times L_{eff}$ est la valeur de la luminosité qui permettra d'exprimer les nombres attendus de signal et de fonds ;

2. concernant le nombre de fonds attendus :

- (a) on tire une valeur aléatoire $\delta N_{stat_{bkg}}^{eff}$ selon une gaussienne de valeur moyenne 0 et de largeur $\delta N_{stat_{bkg}}$;
- (b) on tire une valeur aléatoire $\delta N_{sys_{bkg}}^{eff}$ sur une gaussienne de valeur moyenne 0 et de largeur $\delta N_{sys_{bkg}}$;
- (c) le nombre attendu de fond est défini par $N_{bkg}^{eff} = (N_{bkg} + \delta N_{stat_{bkg}}^{eff} + \delta N_{sys_{bkg}}^{eff}) \times \frac{L_{eff}}{L}$;

3. concernant le nombre de signal attendu :

- (a) on fixe la valeur de la section efficace du signal étudié à σ_{test} ;
- (b) on tire un nombre de façon aléatoire $\delta N_{stat_{sig}}^{eff}$ sur une gaussienne de valeur moyenne 0 et de largeur $\delta N_{stat_{sig}}$;
- (c) on tire un nombre de façon aléatoire $\delta N_{sys_{sig}}^{eff}$ sur une gaussienne de valeur moyenne 0 et de largeur $\delta N_{sys_{sig}}$;
- (d) le nombre attendu de signal est défini par $N_{sig}^{eff} = (N_{sig} + \delta N_{stat_{sig}}^{eff} + \delta N_{sys_{sig}}^{eff}) \times \frac{L_{eff}}{L} \times \frac{\sigma_{test}}{\sigma_{th}}$;

4. le nombre d'évènements attendu total est donc $N_{S+B} = N_{bkg}^{eff} + N_{sig}^{eff}$;

5. on en déduit la probabilité P_{s+b} de voir au plus N_{obs} évènements dans les données réelles : $P_{s+b} = \text{Prob}(0|N_{S+B}) + \text{Prob}(1|N_{S+B}) + \dots + \text{Prob}(N_{obs}|N_{S+B})$.

6. après environ 500 000 tirages successifs (c'est-à-dire 500 000 fois les étapes 1, 2, 3, 4 et 5), on calcule la valeur moyenne des P_{s+b} , et on compare la valeur obtenue $\langle P_{s+b} \rangle$ avec 0,05 (si on veut la limite à 95% de degré de confiance). Autrement dit, si le signal, ayant une section efficace de σ_{test} , existe, dans 95% des cas on doit obtenir un nombre d'évènements observé au moins égal à N_{obs} .

7. si $\langle P_{s+b} \rangle < 0,05$, on incrémente σ_{test} , et si $\langle P_{s+b} \rangle > 0,05$ on la diminue, et on réitère la procédure (étapes 1, 2, 3, 4, 5 et 6). Lorsque la valeur 0,05 est obtenue avec une précision de 10^{-5} , $\sigma_{test} = \sigma_{95}$. Le signal considéré, connaissant le nombre d'évènements observé dans les données réelles, le nombre de fonds Modèle Standard et son erreur, et l'efficacité de sélection du signal et son erreur, ne peut pas avoir, avec 95% de degré de confiance, une section efficace plus grande que σ_{95} .

Remarque : l'exclusion se fait en général à 95% de degré de confiance, c'est-à-dire à environ 2σ . Dans le cas où l'on observerait un nombre d'évènements dans les données réelles significativement plus grand que le nombre de fonds Modèle Standard attendu, la découverte se fait en testant l'hypothèse «**le signal n'existe pas**» : la probabilité de voir N_{obs} évènements quand on en attend b dans le Modèle Standard doit être inférieure à 5σ : $\text{Prob}(N_{obs}|b) < 0,57 \times 10^{-6}$. Cela revient à prouver que le Modèle Standard seul ne peut pas expliquer le nombre d'évènements observé.

En utilisant la même approche, on définit en outre la «limite attendue», notée σ_{att95} : c'est la limite que l'on obtiendrait sans l'information des données réelles (c'est-à-dire en supposant qu'il y a accord entre les données réelles et le MC). Par définition, on remplace N_{obs} par le tirage aléatoire d'un nombre entier sur une distribution gaussienne centrée sur N_{bkg} et de largeur donnée par la somme quadratique des erreurs statistiques et systématiques sur N_{bkg} . Le reste du calcul est identique à celui du σ_{95} .

Cette limite σ_{att95} n'est donc basée que sur le Monte Carlo, et permet d'avoir accès à la sensibilité de l'analyse. En effet, le nombre N_{obs} obtenu par les données réelles est sensible à des fluctuations que l'on ne peut quantifier : on a accès à des données réelles prises par un détecteur dans des conditions précises ; on ne peut refaire exactement la même expérience plusieurs fois.

8.2 Résultats

Nous allons maintenant exploiter les résultats dans deux modèles :

- le modèle mSUGRA, en fixant les paramètres $A_0 = 0$, $\tan\beta = 5$, et en faisant varier m_0 , $m_{1/2}$ et le signe de μ . On a étudié plus précisément les points $m_0 = 100$ et 1000 GeV en fonction de $m_{1/2}$ pour les deux signes de μ . On en déduit une masse limite du chargino, qui nous servira comme point d'entrée pour exploiter les résultats dans le modèle plus général du MSSM.
- le modèle MSSM, en prenant différentes valeurs de M_2 fixées autour de notre sensibilité par la masse du chargino, en fixant toutes les masses des sfermions à 1000 GeV, et en faisant varier M_1 entre 0 et M_2 .
- On vérifiera également en MSSM, que si l'on fixe la masse du neutralino, on est peu sensible à la variation en masse du chargino. Ceci permettra de mettre une limite plus générale sur la masse du neutralino que l'on peut exclure.

8.2.1 Dans le cadre du modèle mSUGRA

Point $m_0 = 100 \text{ GeV.c}^{-2}$

Le tableau 8.1 résume les efficacités de sélection, et les valeurs de σ_{95} et de σ_{att95} obtenues pour le point $m_0 = 100 \text{ GeV.c}^{-2}$ et les deux valeurs du signe de μ . L'erreur statistique sur les points signaux est de 1 à 4% suivant le nombre d'événements générés. L'erreur systématique varie entre 9,3 et 11,1 %.

Comme on l'a vu dans le chapitre 4, σ_{NLO} est la section efficace de production de paires de jauginos calculée par SUSYGEN au LO et multipliée par le k-facteur donné par GAUGINOS ($\frac{\sigma_{GAUGINOS_{NLO}}}{\sigma_{GAUGINOS_{LO}}}$). Les masses des jauginos sont celles calculées par SUSPECT.

En comparant les résultats des deux analyses, on s'aperçoit que l'analyse n°2 donne une meilleure limite attendue : c'est donc cette analyse que l'on conservera pour en déduire la limite d'existence à 95% CL, représentée sur la figure 8.1, en fonction de $m_{1/2}$.

Pour cette valeur de m_0 , les sleptons peuvent devenir plus légers que le $\tilde{\chi}_2^0$ ou le $\tilde{\chi}_1^\pm$, et ouvrent ainsi les canaux de désintégration des jauginos produits en sleptons. Dans le chapitre 4, on a détaillé les processus dominants en termes de $m_{1/2}$ et de multiplicité en leptons attendus.

Pour $\mu < 0$, on retrouve le comportement global attendu : σ_{95} augmente brusquement aux alentours de $m_{1/2} = 170 \text{ GeV.c}^{-2}$. Cela correspond à l'extinction des canaux $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 + l^+ l^-$ et $\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 + l^\pm \bar{\nu}_l$ au profit des canaux de désintégration en $\tilde{\tau}_1$, puis en $\tilde{\nu}_i$. Le nombre d'électrons ou de muons supplémentaires est alors plus faible : l'efficacité de sélection d'un état final en (eel) est moins bonne, d'où l'augmentation de σ_{95} . Globalement au-delà de 170 GeV.c^{-2} en $m_{1/2}$, la variation est plate. On le voit aux fluctuations près pour l'analyse n° 2 (sans la coupure en masse).

Sur la figure 8.2, on a représenté l'efficacité de la coupure M_{ee} en fonction de $m_{1/2}$. La perte d'efficacité due à cette coupure peut aller jusqu'à 30%.

Pour $\mu > 0$, on retrouve également le comportement global attendu. Tout d'abord, le gain en efficacité au-delà de $m_{1/2} = 200 \text{ GeV.c}^{-2}$, et particulièrement au-delà de 250 GeV.c^{-2} est dû à l'ouverture du canal de désintégration $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow (\tilde{e}, \tilde{\mu})_R + (e, \mu)$, qui conduit dans environ 20% des cas à deux leptons chargés en plus dans l'état final. Ce gain est tempéré entre 200 et 250 GeV.c^{-2} par l'ouverture du canal $\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow \tilde{\tau}_1 + \nu_\tau$, qui n'apporte aucun lepton supplémentaire. Dès que le W peut être produit sur sa couche de masse, le

signe de μ	$m_{1/2}$	$m_{\tilde{\chi}_1^0}$	$m_{\tilde{\chi}_1^\pm}$	efficacité de la sélection		σ_{NLO}	limite observée	limite observée	limite attendue	limite attendue
	(en GeV.c^{-2})			n°1	n°2	(en pb)	σ_{95} n°1 (en pb)	σ_{95} n°2 (en pb)	n°1 (en pb)	n°2 (en pb)
$\mu < 0$	150	61	114	0,159	0,172	1,0707	0,0552	0,0682	0,0905	0,0901
	160	65	122	0,160	0,176	0,7872	0,0545	0,0668	0,0894	0,0873
	170	69	131	0,111	0,128	0,5856	0,0786	0,0914	0,1291	0,1199
	210	85	164	0,123	0,143	0,1993	0,0711	0,0819	0,1150	0,1080
	230	94	180	0,124	0,156	0,1208	0,0704	0,0750	0,1153	0,0986
	240	98	189	0,121	0,155	0,0945	0,0720	0,0753	0,1179	0,0990
	250	102	197	0,106	0,153	0,0744	0,0815	0,0762	0,1339	0,1002
	260	106	205	0,106	0,156	0,5899	0,0824	0,0749	0,1353	0,0983
	270	110	214	0,108	0,165	0,0469	0,0812	0,0709	0,1328	0,0935
	280	114	222	0,088	0,136	0,0372	0,0984	0,0859	0,1614	0,1134
	290	119	230	0,086	0,137	0,0296	0,1029	0,0863	0,1688	0,1135
	310	127	247	0,094	0,138	0,0190	0,0925	0,0845	0,1529	0,1113
	330	135	264	0,098	0,149	0,0122	0,0880	0,0772	0,1433	0,1012
	350	144	280	0,094	0,141	0,0079	0,0938	0,0839	0,1530	0,1106
	400	165	322	0,112	0,151	0,0027	0,0868	0,0863	0,1425	0,1139
$\mu > 0$	190	70	125	0,153	0,172	0,7674	0,0570	0,0682	0,0935	0,0905
	200	74	134	0,121	0,141	0,5588	0,0720	0,0871	0,1185	0,1096
	220	83	151	0,139	0,161	0,3078	0,0629	0,0729	0,1033	0,0961
	240	92	169	0,135	0,169	0,1783	0,0643	0,0692	0,1058	0,0906
	250	96	177	0,274	0,326	0,1372	0,0317	0,0357	0,0521	0,0468
	260	101	186	0,265	0,328	0,1065	0,0327	0,0354	0,0533	0,0445
	270	105	195	0,262	0,329	0,0827	0,0334	0,0356	0,0549	0,0470
	280	109	203	0,262	0,336	0,0646	0,0334	0,0367	0,0553	0,0459
	290	114	212	0,258	0,332	0,0507	0,0339	0,0354	0,0557	0,0466
	300	118	221	0,261	0,348	0,0397	0,0336	0,0337	0,0547	0,0443
	310	122	229	0,265	0,359	0,0313	0,0325	0,0321	0,0535	0,0423
	320	127	238	0,256	0,349	0,0248	0,0341	0,0320	0,0560	0,0443
	340	135	155	0,253	0,342	0,0157	0,0349	0,0348	0,0575	0,0456
	400	161	306	0,243	0,323	0,0041	0,0348	0,0351	0,0570	0,0460

TAB. 8.1 – $mSUGRA$: $m_{\tilde{\chi}_1^0}$ et $m_{\tilde{\chi}_1^\pm}$, efficacité de la sélection (eel), pour les points générés à $m_0 = 100 \text{ GeV.c}^{-2}$, $\tan\beta = 5$, $A_0=0$, et les deux signes de μ . Comparaison de la section efficace théorique σ_{NLO} (calculée par SUSYGEN au LO et multipliée par le k-facteur donné par GAUGINOS ($\frac{\sigma_{GAUGINOS_{NLO}}}{\sigma_{GAUGINOS_{LO}}}$)) avec les limites supérieures à 95% de degré de confiance, observées et attendues.

canal $\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 + W$ redevient dominant¹, et conduit donc à un lepton chargé supplémentaire dans au moins 20% des cas, à partir de $m_{1/2} = 250 \text{ GeV.c}^{-2}$. Finalement, l'ouverture des canaux $\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow \tilde{\nu}_i + e_i$, et $\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow (\tilde{e}, \tilde{\mu})_L + (\nu_e, \nu_\mu)$ permet de maintenir le nombre de leptons supplémentaires, et donc la faible valeur du σ_{95} .

Point $m_0 = 1000 \text{ GeV.c}^{-2}$

Le tableau 8.2 résume les efficacités de sélection, et les valeurs de σ_{95} et de σ_{att95} obtenues pour le point $m_0 = 1000 \text{ GeV.c}^{-2}$ et les deux valeurs du signe de μ .

Comme on l'a déjà vu dans le chapitre 4, les grandes valeurs de m_0 conduisent à des masses de sleptons bien supérieures aux masses des jauginos produits. Le seul canal de désintégration de ces derniers passe par un W, un Z ou un Higgs virtuel ou réel, ce qui conduit à la même multiplicité en leptons supplémentaires attendue quelque soit la valeur de $m_{1/2}$.

¹Le $\tilde{\tau}_1$ est plutôt droit et ne se couple donc pas facilement au $\tilde{\chi}_1^\pm$ de nature wino.

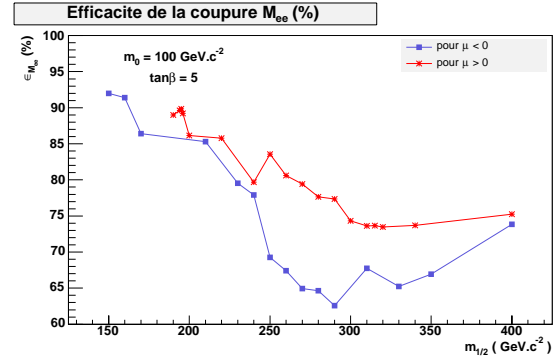
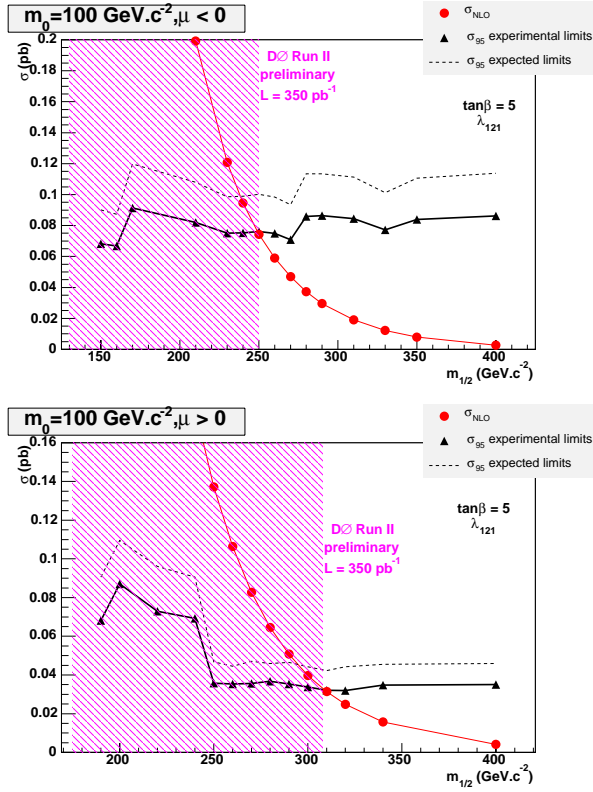


FIG. 8.2 – *mSUGRA* : efficacité de la coupure sur M_{ee} (cut2) en fonction de $m_{1/2}$ pour $m_0 = 100 \text{ GeV.c}^{-2}$, et $\mu < 0$ (en carrés), $\mu > 0$ (en étoiles).

FIG. 8.1 – *mSUGRA* : σ_{95} en fonction de $m_{1/2}$ pour $m_0 = 100 \text{ GeV.c}^{-2}$, et $\mu < 0$ (en haut), $\mu > 0$ (en bas). La section efficace théorique est donnée par SUSYGEN au LO multipliée par le k -facteur donné par GAUGINOS.

signe de μ	$m_{1/2}$	$m_{\tilde{\chi}_1^0}$	$m_{\tilde{\chi}_1^\pm}$	efficacité de la sélection		σ_{NLO} (en pb)	limite observée		limite attendue	
	(en GeV.c^{-2})	(en GeV.c^{-2})	(en GeV.c^{-2})	n°1	n°2		σ_{95} n°1 (en pb)	σ_{95} n°2 (en pb)	n°1 (en pb)	n°2 (en pb)
$\mu < 0$	230	98	198	0,134	0,170	0,1158	0,0648	0,0690	0,1063	0,0906
	250	107	214	0,121	0,169	0,0702	0,0717	0,0692	0,1186	0,0908
	270	115	231	0,133	0,183	0,0441	0,0654	0,0636	0,1073	0,0837
	290	123	247	0,129	0,186	0,0278	0,0680	0,0633	0,1122	0,0834
	310	132	264	0,129	0,193	0,0176	0,0691	0,0617	0,1133	0,0814
	330	140	281	0,141	0,202	0,0112	0,0603	0,0566	0,0990	0,0738
$\mu > 0$	240	97	188	0,126	0,160	0,1434	0,0689	0,0727	0,1136	0,0956
	260	106	205	0,125	0,172	0,0884	0,0692	0,0679	0,1137	0,0889
	280	114	222	0,122	0,178	0,0548	0,0716	0,0660	0,1171	0,0868
	300	123	239	0,119	0,177	0,0344	0,0723	0,0654	0,1193	0,0863
	320	132	255	0,125	0,184	0,0217	0,0709	0,0677	0,1166	0,0851
	340	140	272	0,127	0,187	0,0138	0,0699	0,0635	0,1149	0,0827

TAB. 8.2 – *mSUGRA* : masse des $m_{\tilde{\chi}_1^0}$ et $m_{\tilde{\chi}_1^\pm}$, efficacité de sélection $e\ell \times$ acceptance, limites supérieures à 95% de degré de confiance, observées et attendues, pour les points générés à $m_0 = 1000 \text{ GeV}$, $\tan\beta = 5$, $A_0=0$. Comparaison avec la section efficace théorique σ_{NLO} calculée par SUSYGEN au LO et multipliée par le k -facteur donné par GAUGINOS ($\frac{\sigma_{GAUGINOS_{NLO}}}{\sigma_{GAUGINOS_{LO}}}$).

Les figures 8.3, 8.4 et 8.5 montrent respectivement les distributions du σ_{95} obtenu en fonction de $m_{1/2}$, de $m_{\tilde{\chi}_1^0}$ et de $m_{\tilde{\chi}_1^\pm}$, pour le cas n^0_2 d'analyse : sans la coupure en M_{ee} . σ_{95} a tendance à diminuer légèrement quand $m_{1/2}$ augmente : cela vient du fait que les leptons sont plus énergétiques, et mieux reconstruits dans le détecteur.

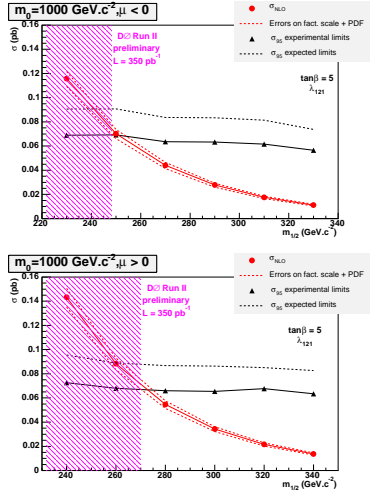


FIG. 8.3 – $mSUGRA$: σ_{95} en fonction de $m_{1/2}$ pour $m_0 = 1000 \text{ GeV.c}^{-2}$, et $\mu < 0$ (en haut), $\mu > 0$ (en bas).

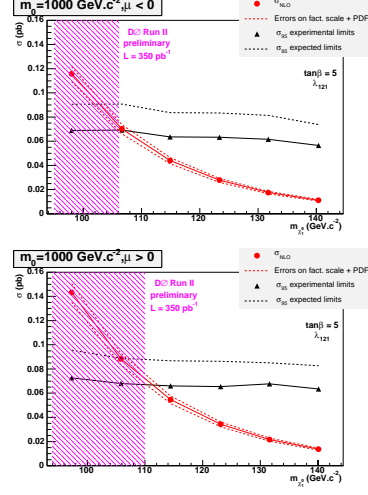


FIG. 8.4 – $mSUGRA$: σ_{95} en fonction de $m_{\tilde{\chi}_1^0}$ pour $m_0 = 1000 \text{ GeV.c}^{-2}$, et $\mu < 0$ (en haut), $\mu > 0$ (en bas).

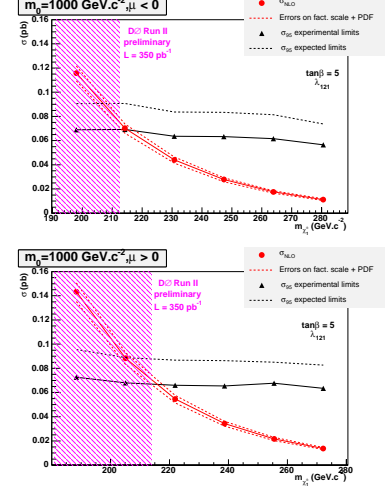


FIG. 8.5 – $mSUGRA$: σ_{95} en fonction de $m_{\tilde{\chi}_1^\pm}$ pour $m_0 = 1000 \text{ GeV.c}^{-2}$, et $\mu < 0$ (en haut), $\mu > 0$ (en bas).

Le tableau 8.3 résume les limites inférieures sur $m_{1/2}$, $m_{\tilde{\chi}_1^0}$ et $m_{\tilde{\chi}_1^\pm}$ à 95% de degré de confiance que l'on obtient pour les deux valeurs de m_0 étudiées, et pour les deux signes de μ , dans le modèle $mSUGRA$.

	$m_0 = 100 \text{ GeV.c}^{-2}$ $\mu < 0$	$m_0 = 100 \text{ GeV.c}^{-2}$ $\mu > 0$	$m_0 = 1000 \text{ GeV.c}^{-2}$ $\mu < 0$	$m_0 = 1000 \text{ GeV.c}^{-2}$ $\mu > 0$
$m_{1/2} \text{ GeV.c}^{-2}$ (eel)	250	308	248	270
$m_{\tilde{\chi}_1^0} \text{ GeV.c}^{-2}$ (eel)	101,5	121	106	110
$m_{\tilde{\chi}_1^\pm} \text{ GeV.c}^{-2}$ (eel)	196	227	212.5	214

TAB. 8.3 – $mSUGRA$: résumé des limites obtenues sur $m_{1/2}$, $m_{\tilde{\chi}_1^0}$ et $m_{\tilde{\chi}_1^\pm}$ pour $m_0 = 100 \text{ GeV.c}^{-2}$ et $m_0 = 1000 \text{ GeV.c}^{-2}$ et pour les deux signes de μ .

Dépendance par rapport au paramètre m_0

La figure 8.6 montre la distribution du σ_{95} en fonction de $m_{1/2}$ pour différentes valeurs de m_0 (50, 100, 250, 500 et 1000 GeV.c^{-2}), et pour les deux signes de μ . Les sections efficaces théoriques sont ici calculées par GAUGINOS, d'où la différence de limite que l'on peut observer pour $m_0 = 100$ et 1000 GeV.c^{-2} par rapport aux valeurs reportées dans le tableau 8.3. De plus, ces limites sont obtenues avec l'analyse $\#1$. Pour les petites valeurs de m_0 (typiquement inférieures à 100 GeV.c^{-2}), les variations sont chahutées, et le comportement est totalement différent entre $\mu < 0$ et $\mu > 0$. A partir de 250 GeV.c^{-2} , les efficacités de sélection sont très semblables : on peut donc extrapoler le résultat obtenu pour $m_0 = 1000 \text{ GeV.c}^{-2}$ entre 250 et 1000 GeV.c^{-2} .

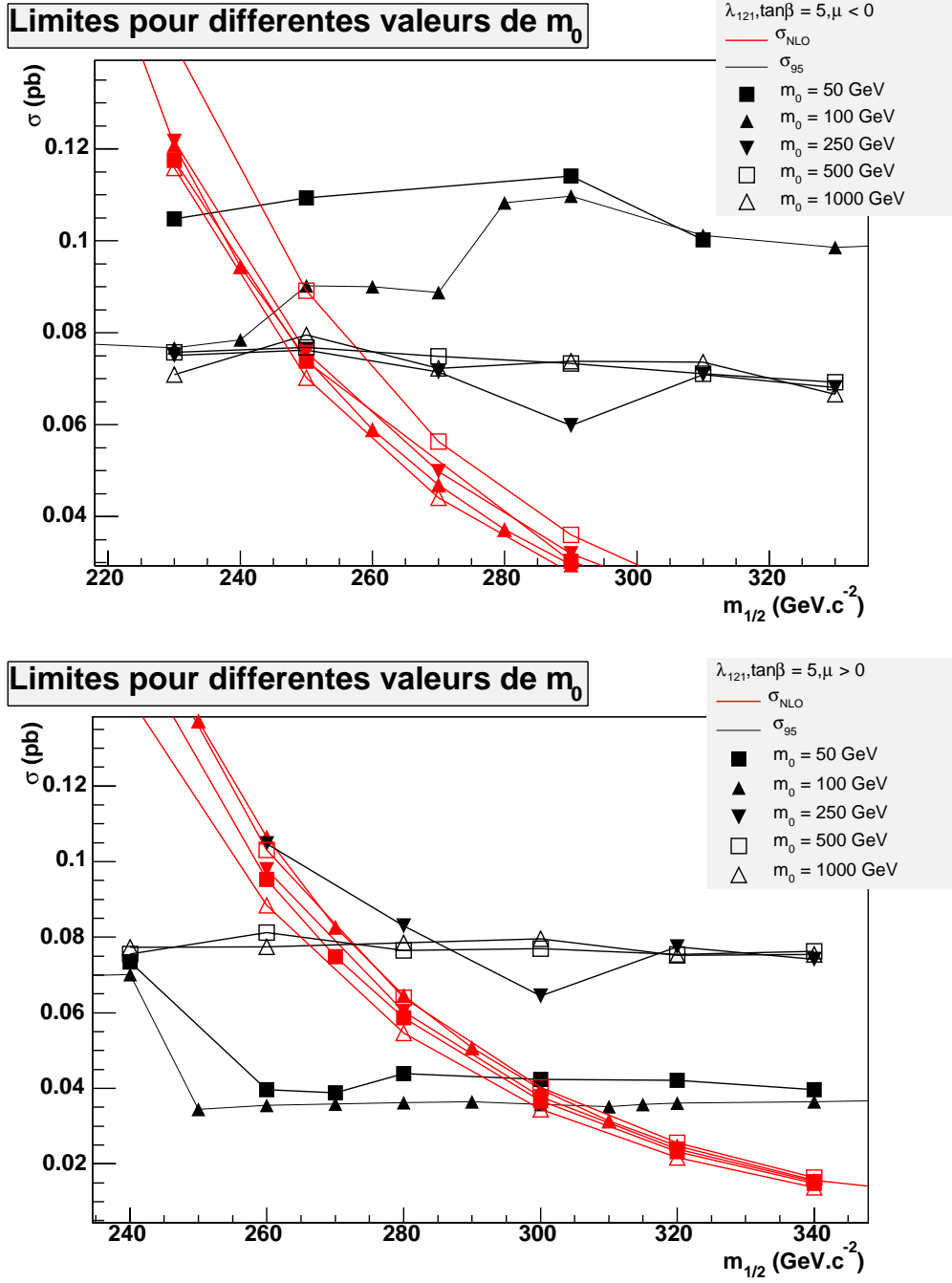


FIG. 8.6 – $mSUGRA$: σ_{95} en fonction de $m_{1/2}$ pour différentes valeurs de m_0 , et $\mu < 0$ (en haut), $\mu > 0$ (en bas). Les sections efficaces théoriques sont données par SUSYGEN au LO multipliées par le k -facteur donné par GAUGINOS.

Nous pouvons donc mettre une limite plus générale dans le plan $(m_0, m_{1/2})$ en masse des neutralino et chargino les plus légers que l'on peut exclure, avec 350 pb^{-1} de luminosité.

Cette limite est présentée figure 8.7, pour $\tan\beta = 5$, $A_0 = 0$ et les deux signes de μ .

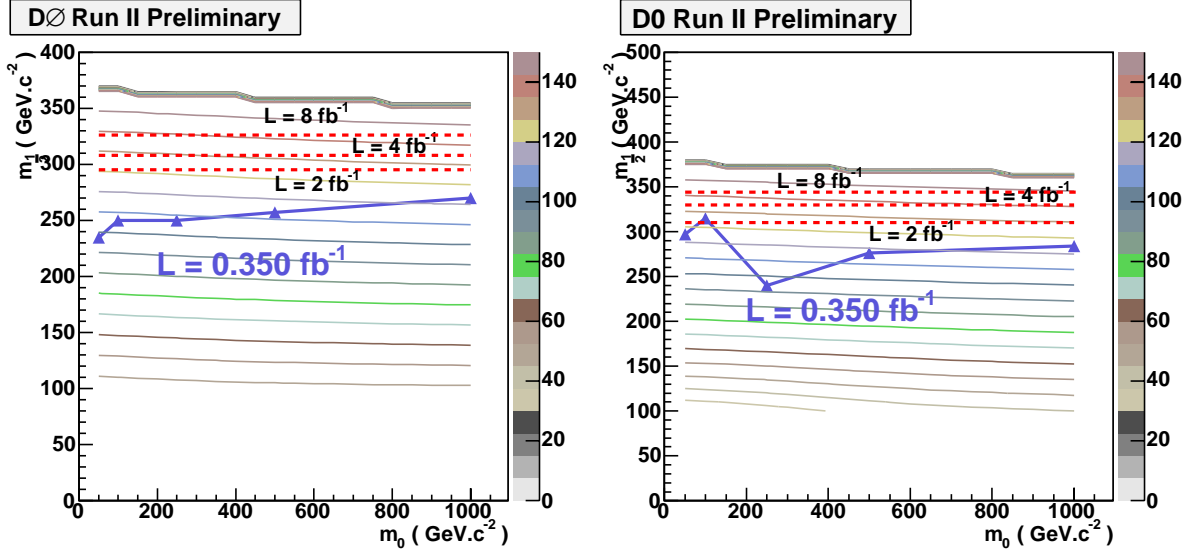


FIG. 8.7 – $mSUGRA$: lignes isomasses pour le $\tilde{\chi}_1^0$ dans le plan $(m_0, m_{1/2})$ pour $\tan\beta = 5$, et $\mu < 0$ (à gauche), $\mu > 0$ (à droite). Limites obtenues pour 350 pb^{-1} de luminosité, et extrapolation à 2, 4 et 8 fb^{-1} .

On a également représenté en ligne pointillée (rouge) les résultats extrapolés à 2, 4 et 8 fb^{-1} (entre 4 et 8 fb^{-1} sont attendus d'ici 2009 suivant les prévisions pessimistes et optimistes du Tevatron).

Dans le cas d'une prévision basse pour D0 et CDF, on peut envisager la limite à 8 fb^{-1} comme la limite combinée des deux expériences du Tevatron.

La sensibilité actuelle (avec 350 pb^{-1} de luminosité) permet de mettre une limite sur la masse du neutralino à 100 GeV.c^{-2} pour $\mu < 0$ et 95 GeV.c^{-2} pour $\mu > 0$, limite valable pour $\tan\beta = 5$ et m_0 compris entre 50 et 1000 GeV.c^{-2} . Ces limites peuvent respectivement être extrapolées à 130 et 140 GeV.c^{-2} si l'on suppose une luminosité de 8 fb^{-1} , en conservant exactement les mêmes efficacités de sélection du signal, et le même jeu de coupures.

En terme de section efficace de production de paires de jauginos, on conclura en retenant ces deux chiffres : sensibilité à des sections efficaces de 80 fb pour une luminosité de $0,350 \text{ fb}^{-1}$, et 12 fb pour une luminosité de 8 fb^{-1} .

8.2.2 Dans le cadre du MSSM

Si l'on veut pouvoir interpréter ces résultats de manière plus générale, il faut repasser en MSSM.

La génération a été faite avec SUSYGEN. Le spectre en masse des jauginos et Higgsinos est calculé en utilisant les valeurs suivantes :

- M_1 , masse des jauginos de $U(1)_Y$ (\tilde{B}) à l'échelle électrofaible,
- M_2 , masse des jauginos de $SU(2)_L$ (\tilde{W}) à l'échelle électrofaible,
- μ , paramètre de mélange de masse du Higgs,
- m_0 , masse unifiée des scalaires à l'échelle GUT,

- $\tan\beta$, rapport des valeurs dans le vide des deux doublets de Higgs à l'échelle électrofaible,
- masses des squarks et des sleptons.
- masse du boson de Higgs pseudo-scalaire A^0 , pour fixer la valeur du paramètre b (cf. équation (4.15)).

Remarque : M_3 satisfait l'équation $M_3 = \frac{\alpha_s}{\alpha_{em}} \sin^2 \theta_W M_2$ à l'échelle GUT. On en déduit sa valeur à l'échelle électrofaible grâce aux RGEs. Ce n'est pas un paramètre libre du modèle.

On a donc indépendance entre M_1 et M_2 . En pratique dans SUSYGEN, on a la relation suivante : $M_1 = M_2 \frac{5}{3} \tan^2 \theta_W RS$. RS est appelé l'échelle de brisure de l'unification des masses de jauginos. En faisant varier RS , on peut choisir la valeur désirée de M_1 .

Dans l'analyse, on pose $\mu = 1000$, $\tan\beta = 5$, $m_0 = 1000 \text{ GeV.c}^{-2}$, $m_{\tilde{q}, \tilde{l}} = 1000 \text{ GeV.c}^{-2}$, et enfin $m_{A^0} = 400 \text{ GeV.c}^{-2}$. On se place dans le régime où les sleptons n'interviendront pas dans la désintégration des jauginos produits, qui correspond au cas des grands m_0 en mSUGRA.

On fait ensuite un balayage en M_1 pour des valeurs fixes de M_2 , puis un balayage en M_2 pour des valeurs fixes de M_1 . M_2 permet de fixer la masse du $\tilde{\chi}_1^\pm$, tandis que M_1 fixe la masse du $\tilde{\chi}_1^0$.

Le tableau 8.4 présente les masses de $\tilde{\chi}_1^0$, les efficacités de sélection dans le cas où on ne fait pas la coupure en M_{ee} (cas $n^\circ 2$) et les σ_{95} observés et attendus, ainsi que les sections efficaces théoriques utilisées, pour le point $m_{\tilde{\chi}_1^\pm} = 225 \text{ GeV.c}^{-2}$. Les erreurs statistiques sur l'efficacité de sélection sont de l'ordre de 1,9 à 4,3%, et les erreurs systématiques de 8%.

$m_{\tilde{\chi}_1^0}$ GeV.c^{-2}	efficacité de sélection	limite observée $\sigma_{95} \text{ pb}$	σ_{NLO} pb	limite attendue pb
27,2	0,101	0,1166	0,0490	0,1523
39,4	0,138	0,0857	0,0490	0,1127
56,6	0,155	0,0752	0,0490	0,0992
73,7	0,173	0,0674	0,0490	0,0884
85,2	0,165	0,0711	0,0490	0,0932
99,9	0,178	0,0659	0,0490	0,0864
113,9	0,172	0,0684	0,0490	0,0897
142,5	0,177	0,0664	0,0490	0,0872
171,1	0,179	0,0659	0,0490	0,0868
199,7	0,219	0,0540	0,0490	0,0706
210,9	0,214	0,0552	0,0490	0,0730
223,9	0,197	0,0597	0,0490	0,0788

TAB. 8.4 – MSSM : $m_{\tilde{\chi}_1^\pm}$ est fixée à 225 GeV.c^{-2} : masse du $m_{\tilde{\chi}_1^0}$, efficacité pour la sélection (eel) cas $n^\circ 2$, limites supérieures sur la section efficace à 95 % de degré de confiance, observées et attendues, et comparaison avec la section efficace théorique obtenue au NLO.

Les figures 8.8, 8.9, 8.10, 8.11, 8.12, et 8.13 montrent le résultat en terme de σ_{95} en fonction de $m_{\tilde{\chi}_1^0}$, respectivement pour $m_{\tilde{\chi}_1^\pm} = 103 \text{ GeV.c}^{-2}$, $m_{\tilde{\chi}_1^\pm} = 150 \text{ GeV.c}^{-2}$, $m_{\tilde{\chi}_1^\pm} = 200 \text{ GeV.c}^{-2}$, $m_{\tilde{\chi}_1^\pm} = 210 \text{ GeV.c}^{-2}$, $m_{\tilde{\chi}_1^\pm} = 216 \text{ GeV.c}^{-2}$ et $m_{\tilde{\chi}_1^\pm} = 225 \text{ GeV.c}^{-2}$. Les valeurs correspondantes pour M_2 sont 106,7,

154, 204,0, 214,0, 220,0 et 229,1 GeV.c^{-2} . Les masses ont été calculées par Susygen, et les sections efficaces théoriques par Susygen au LO multipliées par le k -facteur de GAUGINOS.

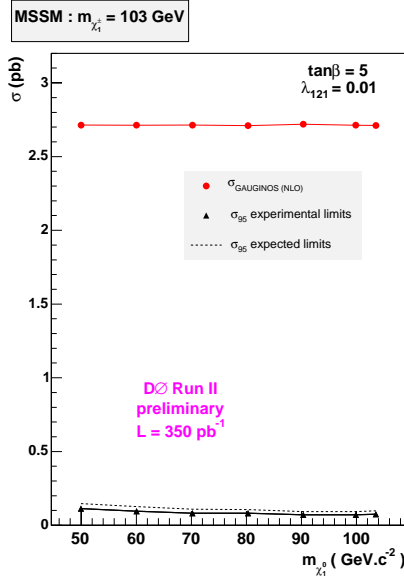


FIG. 8.8 – MSSM : σ_{95} en fonction de $m_{\tilde{\chi}_1^0}$ pour $m_{\tilde{\chi}_1^\pm} = 103 \text{ GeV.c}^{-2}$. Les masses des sfermions ont été fixées à 1000 GeV.

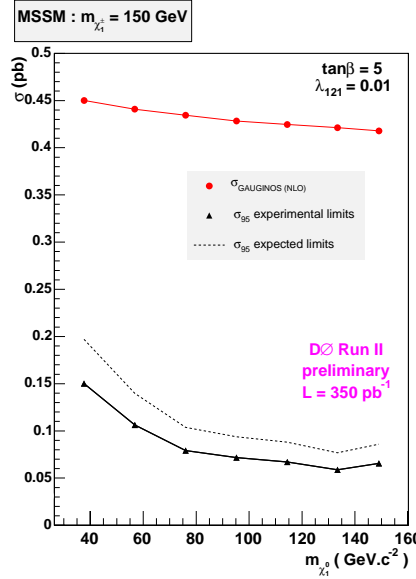


FIG. 8.9 – MSSM : σ_{95} en fonction de $m_{\tilde{\chi}_1^0}$ pour $m_{\tilde{\chi}_1^\pm} = 150 \text{ GeV.c}^{-2}$. Les masses des sfermions ont été fixées à 1000 GeV.

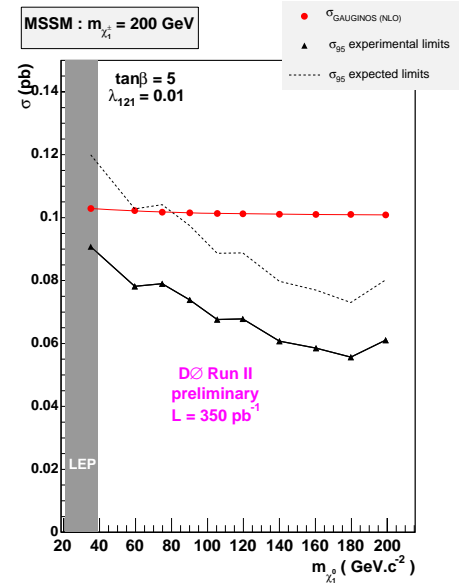


FIG. 8.10 – MSSM : σ_{95} en fonction de $m_{\tilde{\chi}_1^0}$ pour $m_{\tilde{\chi}_1^\pm} = 200 \text{ GeV.c}^{-2}$. Les masses des sfermions ont été fixées à 1000 GeV.

Sur la figure 8.14, on vérifie que l'efficacité de sélection ne dépend pas de la masse du $\tilde{\chi}_1^\pm$ pour une valeur de la masse du $\tilde{\chi}_1^0$ à 80 GeV.c^{-2} .

Le résultat des exclusions observée et attendue dans le plan $(m_{\tilde{\chi}_1^0}, m_{\tilde{\chi}_1^\pm})$ est présenté figure 8.15, pour la luminosité de 350 pb^{-1} étudiée. La figure 8.16 présente la valeur observée de σ_{95} dans le plan $(m_{\tilde{\chi}_1^0}, m_{\tilde{\chi}_1^\pm})$.

Pour conclure sur cette partie, on retiendra les chiffres préliminaires suivants : exclusion d'un chargino de masse inférieure à 210 GeV.c^{-2} quelque soit la masse du $\tilde{\chi}_1^0$. Avec 4 fb^{-1} de luminosité, on excluerait un chargino de masse inférieure à 250 GeV.c^{-2} .

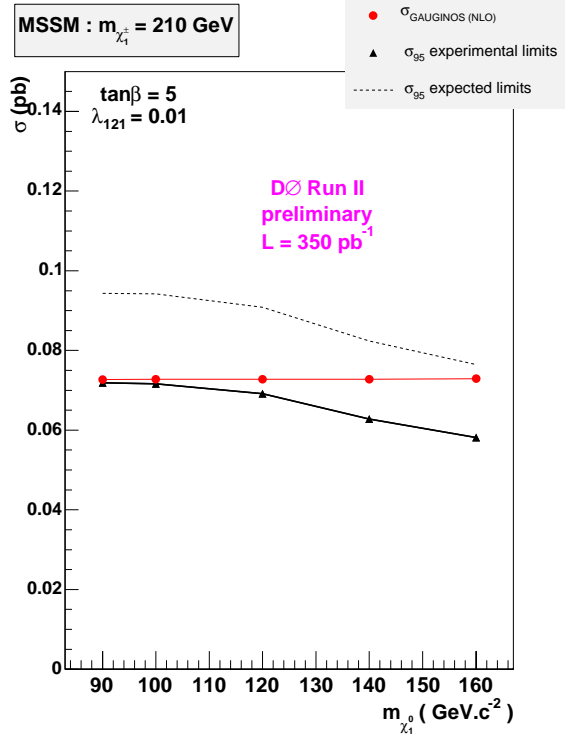


FIG. 8.11 – MSSM : σ_{95} en fonction de $m_{\tilde{\chi}_1^0}$ pour $m_{\tilde{\chi}_1^\pm} = 210 \text{ GeV.c}^{-2}$. Les masses des sfermions ont été fixées à 1000 GeV.

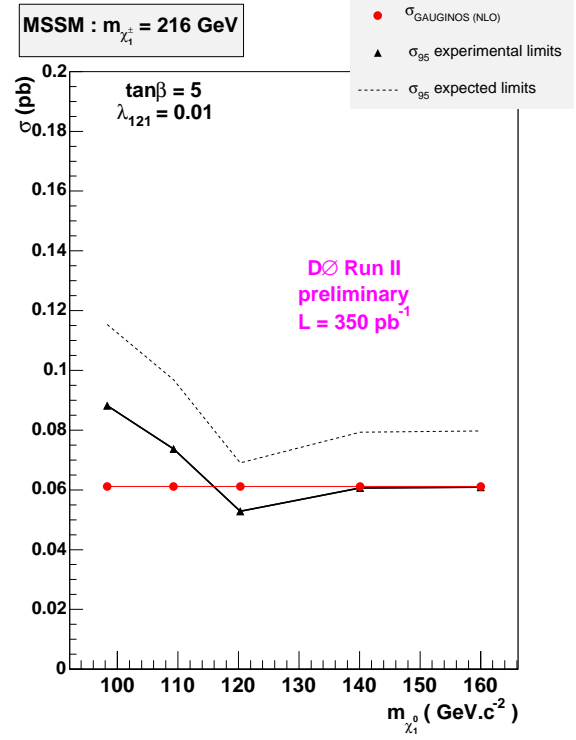


FIG. 8.12 – MSSM : σ_{95} en fonction de $m_{\tilde{\chi}_1^0}$ pour $m_{\tilde{\chi}_1^\pm} = 216 \text{ GeV.c}^{-2}$. Les masses des sfermions ont été fixées à 1000 GeV.

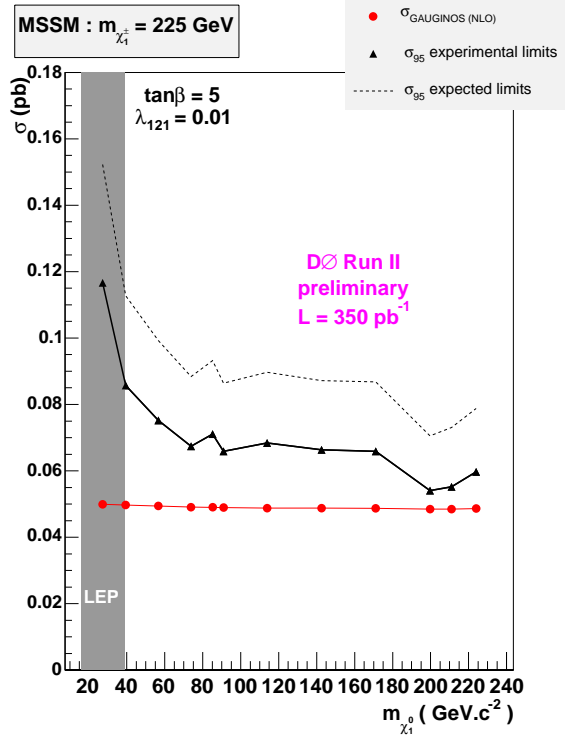


FIG. 8.13 – MSSM : σ_{95} en fonction de $m_{\tilde{\chi}_1^0}$ pour $m_{\tilde{\chi}_1^\pm} = 225 \text{ GeV.c}^{-2}$. Les masses des sfermions ont été fixées à 1000 GeV.

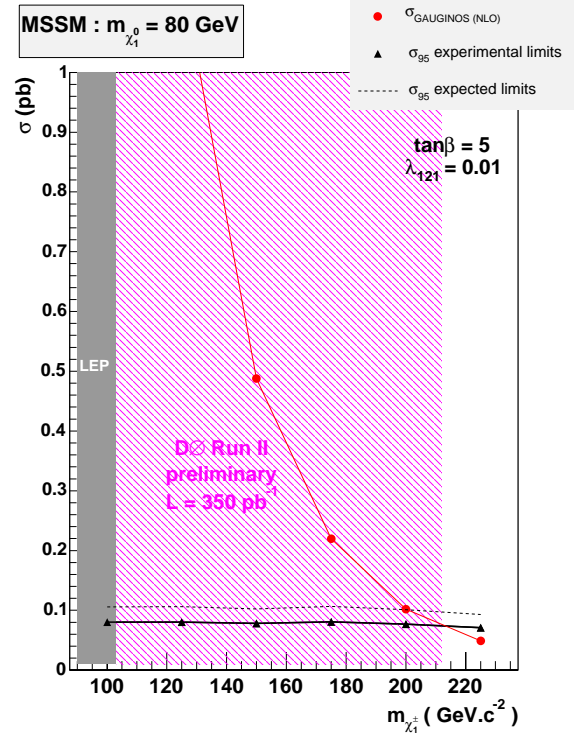


FIG. 8.14 – MSSM : σ_{95} en fonction de $m_{\tilde{\chi}_1^\pm}$ pour $m_{\tilde{\chi}_1^0} = 80 \text{ GeV.c}^{-2}$. Les masses des sfermions ont été fixées à 1000 GeV.

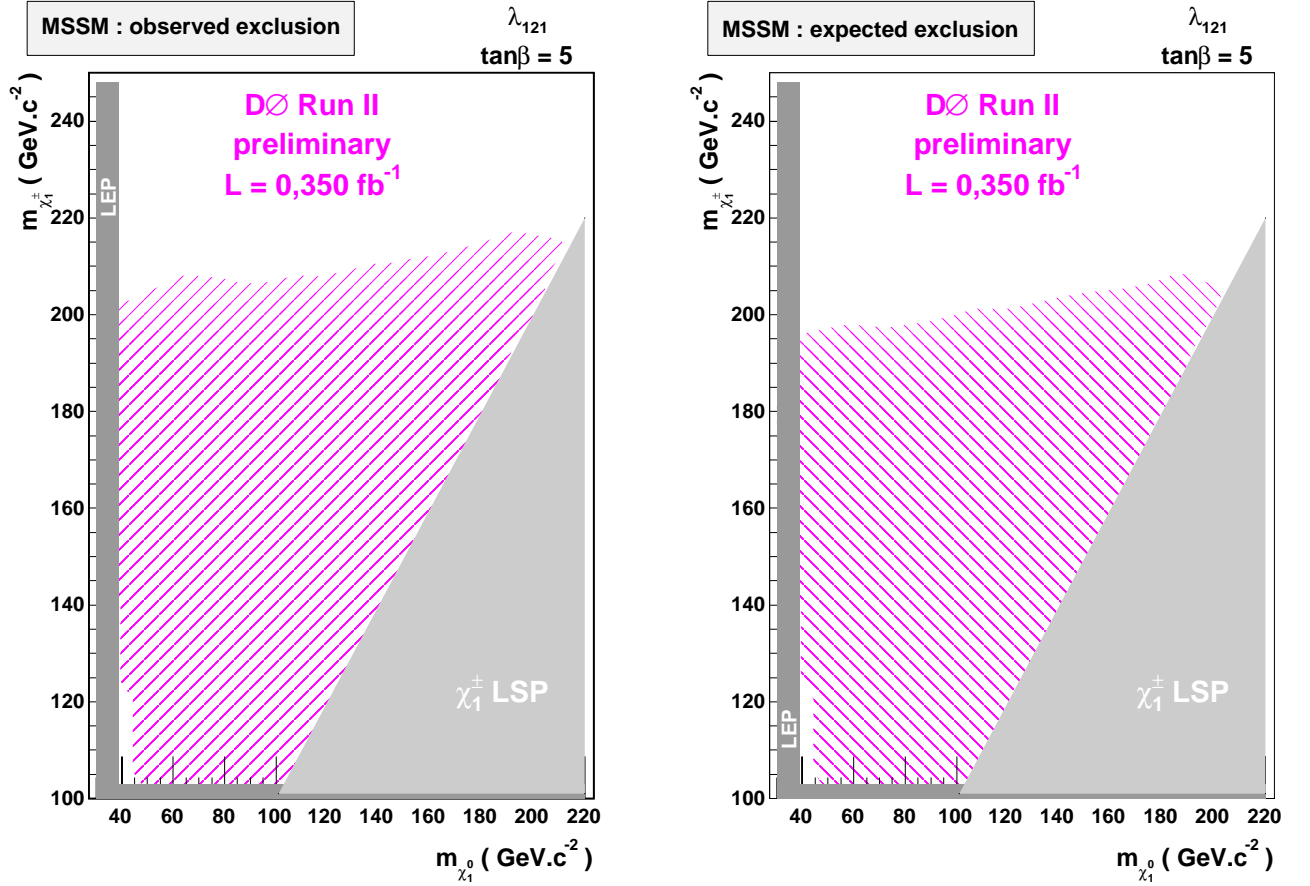


FIG. 8.15 – MSSM : Contour d'exclusion dans le plan $(m_{\tilde{\chi}_1^0}, m_{\tilde{\chi}_1^\pm})$, pour la luminosité étudiée de 350 pb⁻¹. Les masses des sfermions ont été fixées à 1000 GeV.c⁻². La section efficace théorique est donnée par SUSYGEN au LO et multipliée par le k -facteur donné par GAUGINOS ($\frac{\sigma_{\text{GAUGINOS}_{\text{NLO}}}}{\sigma_{\text{GAUGINOS}_{\text{LO}}}}$). Les masses sont calculées par SUSPECT.

MSSM : observed exclusion

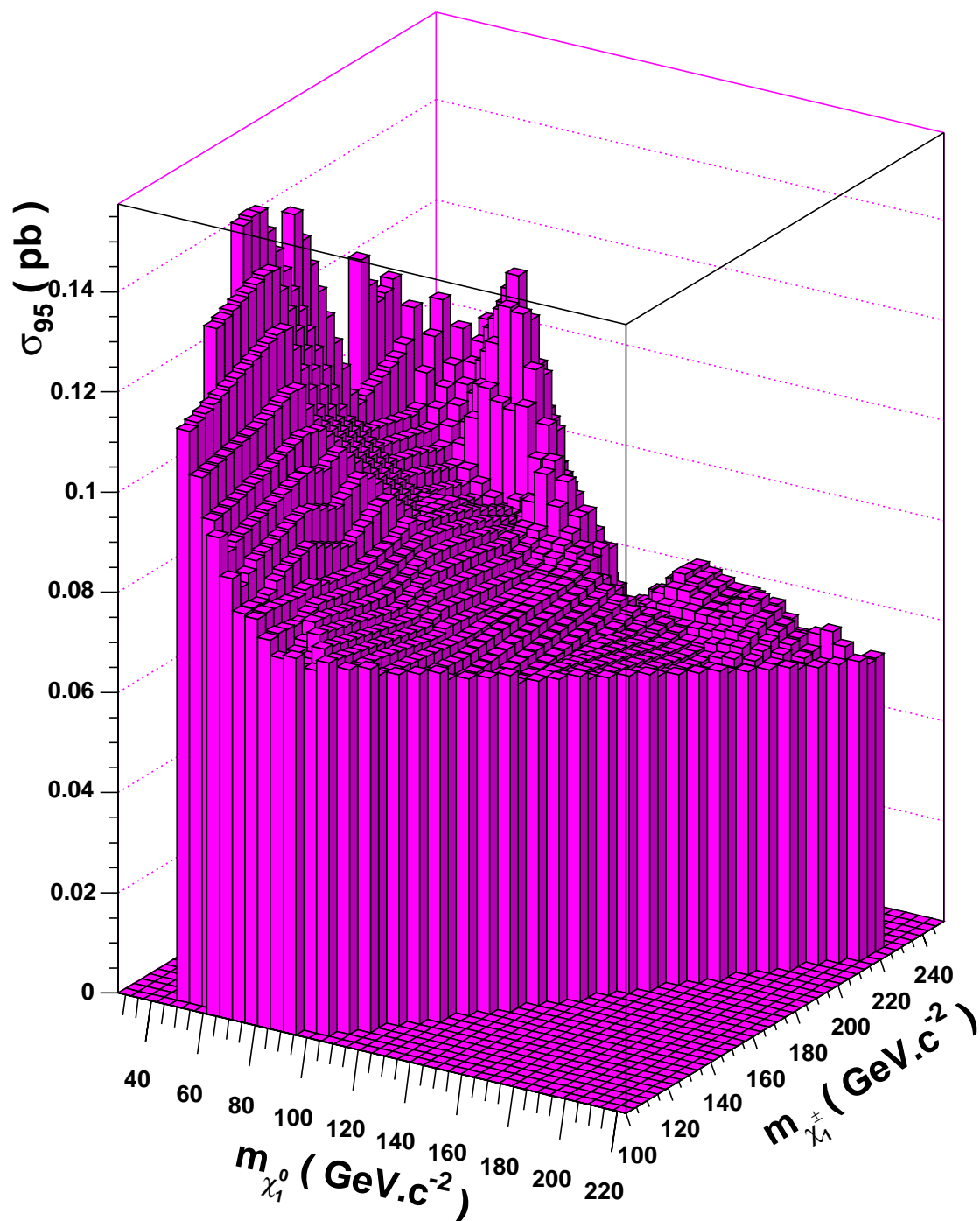


FIG. 8.16 – MSSM : σ_{95} dans le plan $(m_{\chi_1^0}, m_{\chi_1^\pm})$, pour la luminosité étudiée de 350 pb^{-1} . Les masses des sfermions ont été fixées à $1000 \text{ GeV}\cdot\text{c}^{-2}$.

8.3 Combinaison des résultats

Deux autres recherches de production de paires de jauginos ont été effectuées dans la collaboration DØ en R-parité violée avec des couplages λ_{jk} :

- étude du couplage λ_{122} avec la recherche d'un état final en trois leptons dont au moins deux muons ($\mu\mu+x$, avec $x = e$ ou μ), par Daniela Kaefer [84] ;
- étude du couplage λ_{133} avec la recherche d'un état final contenant deux électrons et un tau ($ee+\tau$), par Anne-Catherine Le-Bihan [88].

Chacune de ces analyses est bien sûr optimisée pour son propre canal de recherche ($ee+x$ pour λ_{21} , $\mu\mu+x$ pour λ_{122} , et $ee+\tau$ pour λ_{133}). Cependant, du fait des leptons supplémentaires venant par exemple de la désintégration des jauginos plus lourds produits en LSP, les états finals $ee+x$, $\mu\mu+x$ et $ee+\tau$ sont attendus dans les trois analyses. Nous allons voir dans la suite plus spécifiquement ce que permettent d'apporter les recherches d'états finals en $\mu\mu+x$ et $ee+\tau$ pour le couplage λ_{21} , puis nous verrons très brièvement quelle est la sensibilité de l'analyse en $ee+x$ pour les couplages λ_{22} et λ_{133} .

8.3.1 Avec un couplage λ_{121}

Dans le cadre du couplage λ_{121} , les désintégrations des deux $\tilde{\chi}_1^0$ produits vont conduire à un état final contenant 4e dans 25% des cas, 3e + 1 μ dans 50% des cas, et 2e + 2 μ dans 25% des cas. On s'attend donc à un recouvrement maximum de 25% entre les deux analyses en $ee+x$ et $\mu\mu+x$.

Le tableau 8.5 présente le nombre d'évènements sélectionnés par chaque analyse, et leurs recouvrements. On observe un recouvrement pour les points signaux (λ_{121}) d'environ 7% entre les analyses en $ee+x$ et en $\mu\mu+x$, 1% entre $ee+x$ ou $\mu\mu+x$ et $ee+\tau$, et d'environ 0,2% entre les trois sélections. On notera que chaque état final sélectionné en terme de fond MC Modèle Standard et de données réelles ne contient aucun recouvrement entre les trois analyses. Ceci est dû au fait qu'il n'y a aucun évènement ayant 4 leptons bien reconstruits dans les données réelles et dans les échantillons MC étudiés.

En combinant les trois analyses, on gagne en moyenne 5 % sur l'efficacité de sélection du signal en λ_{121} .

La méthode utilisée pour la combinaison est la suivante :

1. Soit une section efficace du point signal considéré σ_{test} ;
2. avec la même procédure que dans le §8.1, on considère une erreur commune sur la luminosité, les 3 analyses ayant été effectuées sur le même lot de données réelles ;
 - l'analyse ayant le plus grand rapport $signal/\sqrt{bruit}$ est considérée en premier, et notée analyse n°1. Avec la méthode décrite dans la partie 8.1, on en déduit la probabilité $\langle P_{s+b} \rangle_1$ d'avoir au plus N_1 évènements dans les données réelles, quand on en attend $s+b$;
 - l'analyse ayant le deuxième plus grand rapport $signal/\sqrt{bruit}$ est ensuite considérée, et notée analyse n°2, moyennant le retrait des évènements observés en double (dans les données réelles, le fond Modèle Standard et les évènements signaux) avec l'analyse n°1. On en déduit également la probabilité $\langle P_{s+b} \rangle_2$;
 - enfin l'analyse ayant le plus petit rapport $signal/\sqrt{bruit}$ est considérée, et notée analyse n°3, moyennant le retrait des évènements observés en double avec les analyses n°1 ou 2. On en déduit la probabilité $\langle P_{s+b} \rangle_3$;

état final	Données réelles	Somme des fonds
ee+x	0	$0,40 \pm 0,35$ (stat) $\pm 0,16$ (sys)
$\mu\mu+x$	1	$0,78 \pm 0,13$ (stat) $\pm 0,08$ (sys)
ee+ τ	1	$2,14 \pm 1,6$ (stat) $\pm 0,1$ (sys)

$\mu < 0$								
$m_{1/2}$ (GeV.c ⁻²)	nb générés	sélection ee+x	sélection $\mu\mu+x$	sélection ee+ τ	recouvrements (en %)			
					ee+x / $\mu\mu+x$	ee+x / ee+ τ	$\mu\mu+x$ / ee+ τ	ee+x / $\mu\mu+x$ / ee+ τ
230	8000	1730	316	106	6,7	1,4	1,2	0,2
250	9000	1735	356	106	5,7	1,4	1,1	0,2
270	7500	1586	363	114	6,0	1,2	1,0	0,2
290	7500	1537	405	97	7,6	0,9	0,8	0,1
310	5000	1028	275	54	7,4	1,5	1,2	0,2
330	5000	1130	262	51	7,2	0,7	1,0	0,1
$\mu > 0$								
$m_{1/2}$ (GeV.c ⁻²)	nb générés	sélection ee+x	sélection $\mu\mu+x$	sélection ee+ τ	recouvrements (en %)			
					ee+x / $\mu\mu+x$	ee+x / ee+ τ	$\mu\mu+x$ / ee+ τ	ee+x / $\mu\mu+x$ / ee+ τ
240	8000	1611	294	110	5,4	1,2	0,7	0,1
260	8000	1593	344	102	6,4	1,1	0,9	0,2
280	8500	1655	399	120	7,8	1,5	0,6	0,1
300	4000	766	156	47	5,6	1,2	0,5	0
320	4500	909	201	47	6,5	1,6	0,8	0,2
340	4000	803	178	39	6,5	0,5	0,9	0,2

TAB. 8.5 – Efficacités de sélection pour les trois états finals étudiés et recouvrements entre les différentes analyses, pour le point mSUGRA à $m_0 = 1000$ GeV.c⁻², $A_0 = 0$, $\tan\beta = 5$, et les deux signes de μ , et pour plusieurs valeurs de $m_{1/2}$.

- on définit la section efficace limite à 95% de degré de confiance σ_{95} comme étant la section efficace σ_{test} qui donne $\langle P_{s+b} \rangle_1 \times \langle P_{s+b} \rangle_2 \times \langle P_{s+b} \rangle_3 = 0,05$ avec une précision choisie à 10^{-5} .

Dans le cas des points mSUGRA à $m_0 = 1000$ GeV.c⁻², $A_0 = 0$, $\tan\beta = 5$, et les deux signes de μ , on en déduit les sections efficaces limites résumées dans le tableau 8.6, et comparées avec celles obtenues uniquement avec l'analyse en ee+x. Les résultats sont présentés sur les figures 8.17, 8.18 et 8.19, respectivement en fonction de $m_{1/2}$, de $m_{\tilde{\chi}_1^0}$ et de $m_{\tilde{\chi}_1^\pm}$. L'amélioration d'environ 5% sur l'efficacité de sélection du signal conduit à une diminution de 15 à 25 % de la section efficace limite à 95% de degré de confiance.

8.3.2 Efficacité de sélection de l'analyse ee+x pour les couplages λ_{122} et λ_{133}

Il est également intéressant d'estimer le gain que peut apporter la recherche d'un état final en ee+x pour les couplages λ_{122} et λ_{133} . On ne donnera que quelques ordres de grandeurs de la sensibilité obtenue, ces résultats étant très préliminaires.

En λ_{122} , toujours en mSUGRA, l'efficacité de sélection après avoir enlevé les doubles comptages avec l'analyse réalisée en $\mu\mu+x$ est d'environ 3%. En λ_{133} , l'analyse en ee+x a le plus grand rapport $signal/\sqrt{bruit}$ du fait du petit nombre de bruit sélectionné. L'efficacité de sélection est d'environ 1,5 à 6%, suivant les valeurs de m_0 et $\tan\beta$ étudiées, ce qui permet d'améliorer la limite obtenue, d'autant plus à grandes valeurs de m_0 où la multiplicité attendue en τ est plus faible.

$m_{1/2}$ GeV.c ⁻²	σ_{NLO} pb	ee+x			(ee+x) × (μμ+x) × (ee+τ)	
		efficacité	limite observée σ_{95} pb	limite attendue pb	limite observée σ_{95} pb	limite attendue pb
$\mu < 0$						
230	0,1158	0, 125 ± 0, 003 ± 0, 015	0,07092	0,09495	0.05997	0.07557
250	0,07020	0, 111 ± 0, 002 ± 0, 013	0,07958	0,1070	0.06535	0.08087
270	0,04415	0, 123 ± 0, 004 ± 0, 015	0,07225	0,09711	0.05592	0.06832
290	0,02778	0, 120 ± 0, 003 ± 0, 015	0,07387	0,09938	0.05881	0.07236
310	0,01761	0, 120 ± 0, 003 ± 0, 014	0,07362	0,09890	0.05966	0.07360
330	0,01122	0, 133 ± 0, 004 ± 0, 015	0,06660	0,08890	0.05618	0.06987
$\mu > 0$						
240	0,1434	0, 115 ± 0, 003 ± 0, 013	0,07727	0,1036	0.06387	0.07950
260	0,08840	0, 115 ± 0, 003 ± 0, 014	0,07745	0,1038	0.06291	0.07950
280	0,05469	0, 113 ± 0, 003 ± 0, 014	0,07855	0,1049	0.06255	0.07773
300	0,03441	0, 111 ± 0, 004 ± 0, 013	0,07955	0,1076	0.06464	0.08000
320	0,02166	0, 118 ± 0, 004 ± 0, 014	0,07515	0,1006	0.06283	0.07857
340	0,01376	0, 118 ± 0, 004 ± 0, 014	0,07539	0,1006	0.07158	0.09605

TAB. 8.6 – *mSUGRA* : efficacité de sélection avec les erreurs statistiques et systématiques, limites supérieures à 95% de degré de confiance, observées et attendues, pour les points générés à $m_0 = 1000 \text{ GeV}.c^{-2}$, $\tan\beta = 5$, $A_0=0$, et pour l'analyse en ee+x seule, ou combinée avec les deux autres états finals .

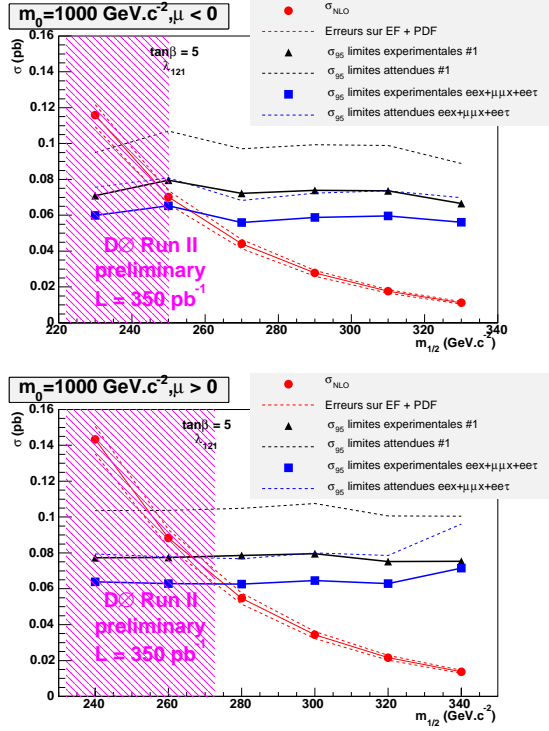


FIG. 8.17 – $mSUGRA$: σ_{95} en fonction de $m_{1/2}$ pour $m_0 = 1000 \text{ GeV.c}^{-2}$, et $\mu < 0$ (en haut), $\mu > 0$ (en bas). En triangle : avec seulement l'état final $ee+x$. En carrés : pour les trois états finals combinés.

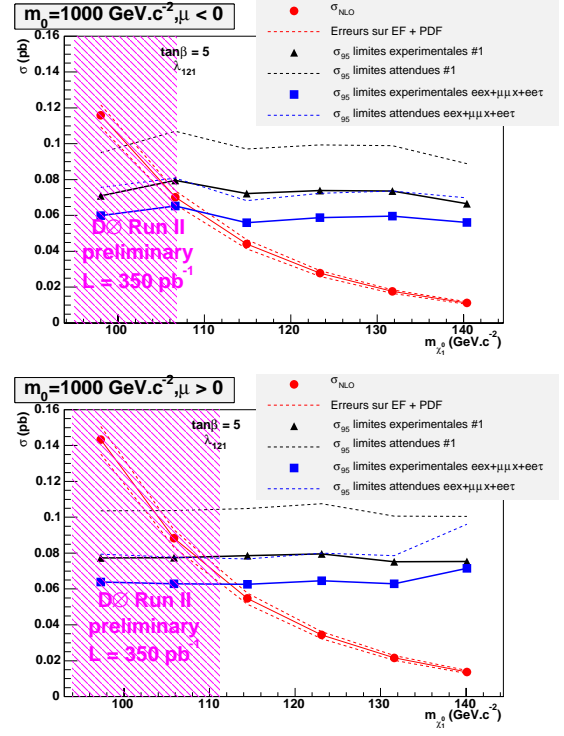


FIG. 8.18 – $mSUGRA$: σ_{95} en fonction de $m_{\tilde{\chi}_1^0}$ pour $m_0 = 1000 \text{ GeV.c}^{-2}$, et $\mu < 0$ (en haut), $\mu > 0$ (en bas). En triangle : avec seulement l'état final $ee+x$. En carrés : pour les trois états finals combinés.

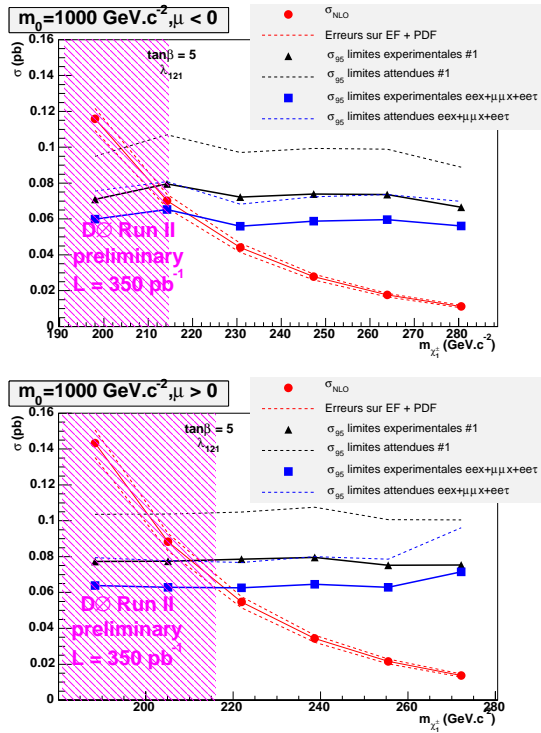


FIG. 8.19 – $mSUGRA$: σ_{95} en fonction de $m_{\tilde{\chi}_1^\pm}$ pour $m_0 = 1000 \text{ GeV.c}^{-2}$, et $\mu < 0$ (en haut), $\mu > 0$ (en bas). En triangle : avec seulement l'état final $ee+x$. En carrés : pour les trois états finals combinés.

Conclusion

Le travail présenté dans cette thèse a été développé entre septembre 2002 et mai 2005. Depuis sa mise en route en 2001, le Tevatron a subi de nombreuses améliorations, qui ont conduit en 2005 à une luminosité délivrée de 1 fb^{-1} . Les prévisions pour 2007, data prévue du démarrage du LHC, vont de 2 fb^{-1} dans la limite pessimiste à 4 fb^{-1} dans la limite optimiste. Si l'expérience doit se poursuivre jusqu'en 2009, on attend environ 8 fb^{-1} à la fin du Run II pour DØ, soit 16 fb^{-1} pour les deux expériences DØ et CDF.

Le détecteur DØ a lui aussi subi de nombreuses modifications entre le Run I et le Run II. La période 2002-2004 a été dédiée essentiellement à l'intégration, la compréhension et la calibration des sous-détecteurs et de l'électronique de lecture. Il a fallu également développer et intégrer des corrections sur les variables physiques reconstruites, comme l'énergie des objets (électrons, muons, jets). Mon travail dans ce domaine a consisté à corriger l'énergie des objets électromagnétiques des pertes dues à la traversée de matière inerte en amont du calorimètre, par exemple du fait de la présence nouvelle au Run II d'un solénoïde pour compléter le système de reconstruction des traces.

Le code de reconstruction est en perpétuelle évolution, de même que le code de simulation du détecteur. L'analyse des données réelles et la réalisation des corrections géométriques ont dû être mis à jour régulièrement, lors de gros changement dans le code de DØ. Outre l'intégration de nouvelles corrections, la collaboration a également fait face à des changements dans la structure même des données, avec la nécessité d'un format de plus en plus compact à mesure que les données s'accumulent.

J'ai réalisé l'analyse des données en plusieurs étapes. Les premiers résultats ont été obtenus en août 2003 (et validés par la collaboration pour la conférence Lepton-Photon 2003 [93]), avec une luminosité de 118 pb^{-1} . On observait 3 événements dans les données réelles pour $3,0 \pm 1,5$ attendus dans le Modèle Standard. Avec une efficacité de sélection du signal de l'ordre de 3 à 7%, on obtenait une sensibilité de l'ordre de 1 pb au mieux pour l'exclusion en section efficace des processus de production de paires de jauginos.

L'analyse a ensuite été améliorée pour être présentée à SUSY 2004 [94], avec 238 pb^{-1} de luminosité. On observait 0 événements pour $0,45 \pm 0,43 \text{ (stat)} \pm 0,02 \text{ (sys)}$ attendus dans le Modèle Standard. La sensibilité en section efficace limite à 95% de degré de confiance est descendue à 0,12 pb, témoignant de l'augmentation de la luminosité (d'un facteur 2) et d'une nette amélioration de l'analyse en terme de rapport $\text{signal}/\sqrt{\text{bruit}}$, avec une efficacité de sélection du signal de l'ordre de 8 à 11%. L'amélioration principale a consisté à prendre en compte la possibilité d'identifier le troisième lepton comme étant soit un électron, soit un muon.

Enfin, les résultats actuels montrent une sensibilité de l'ordre de 0,07 pb en sections efficaces exclues, avec une luminosité de 350 pb^{-1} . L'efficacité de sélection du signal s'est encore améliorée, elle est actuellement de l'ordre de 15 à 20%. Les efficacités dues aux coupures de qualité sur les électrons ont été mieux prises en compte, de même que l'efficacité de déclenchement. Les résultats combinés avec les deux autres analyses en R-parité violée recherchant des tripletons en $\mu\mu+x$ et $ee+\tau$ vont conduire à une publication.

A la fin du Run II du Tevatron, on peut s'attendre, en supposant une combinaison de résultats entre DØ

et CDF avec les mêmes efficacités de sélection, à une exclusion générale dans le MSSM, avec R-parité violée, et dans le cadre de grandes masses des scalaires, conduisant au résultat suivant : $m_{\tilde{\chi}_1^\pm} > 250 \text{ GeV.c}^{-2}$. Ces résultats sont à comparer à ceux obtenus par le LEP ($m_{\tilde{\chi}_1^0} > 39 \text{ GeV.c}^{-2}$, et $m_{\tilde{\chi}_1^\pm} > 103 \text{ GeV.c}^{-2}$), sachant que ces derniers sont dérivés de l'analyse la moins efficace, c'est-à-dire avec le couplage λ_{33} .

Les améliorations que l'on peut envisager pour cette analyse (en se limitant à la recherche $ee+x$) sont de trois ordres :

- avec l'augmentation de la luminosité, les efficacités de déclenchement et de sélection des objets seront connues avec plus de précision, de même que la contribution des événements QCD. Il faudra en outre générer d'autant plus de Monte Carlo, afin de ne pas être dominé par les erreurs statistiques, comme c'est le cas actuellement.
- toujours avec l'augmentation de la luminosité, afin de diminuer le bruit de fond attendu, il faudra trouver de nouvelles coupures de sélection permettant d'améliorer le rapport signal/bruit. Une façon d'augmenter en parallèle l'efficacité de sélection du signal peut être de considérer mieux les électrons de petite impulsion (en considérant des SEM, cf. §5.2.2). Une étude préliminaire à ce sujet [95] montrait un gain de l'ordre de 1,5% en efficacité, soit une amélioration de la section efficace limite d'environ 10% (0,01 pb sur une sensibilité de 0,1 pb)).
- l'augmentation de la luminosité entraîne elle-même une amélioration de la section efficace limite attendue, toute chose par ailleurs égale, même si les fonds MC sont plus nombreux.

Concernant maintenant les recherches de R-parité violée au LHC, on peut penser que la principale amélioration viendra de l'augmentation des sections efficaces de production de paires de jauginos, bien plus importantes à une énergie dans le centre de masse de 14 TeV, qu'à 1,96 TeV. La figure 8.20 montre un exemple de cette augmentation, pour un point généré en mSUGRA avec $m_0 = 1000 \text{ GeV.c}^{-2}$, $\tan\beta = 5$, $A_0 = 0$ et $\mu > 0$ et pour quelques valeurs de $m_{1/2}$. Les sections efficaces présentées sont obtenues par SUSYGEN au LO.

Une étude préliminaire a été réalisée par CMS [96], qui confirme une nette amélioration de la limite attendue au LHC avec 10 fb^{-1} : une exclusion des valeurs de $m_{1/2} < 800 \text{ GeV.c}^{-2}$ et plus, pour $m_0 < 2000 \text{ GeV.c}^{-2}$.

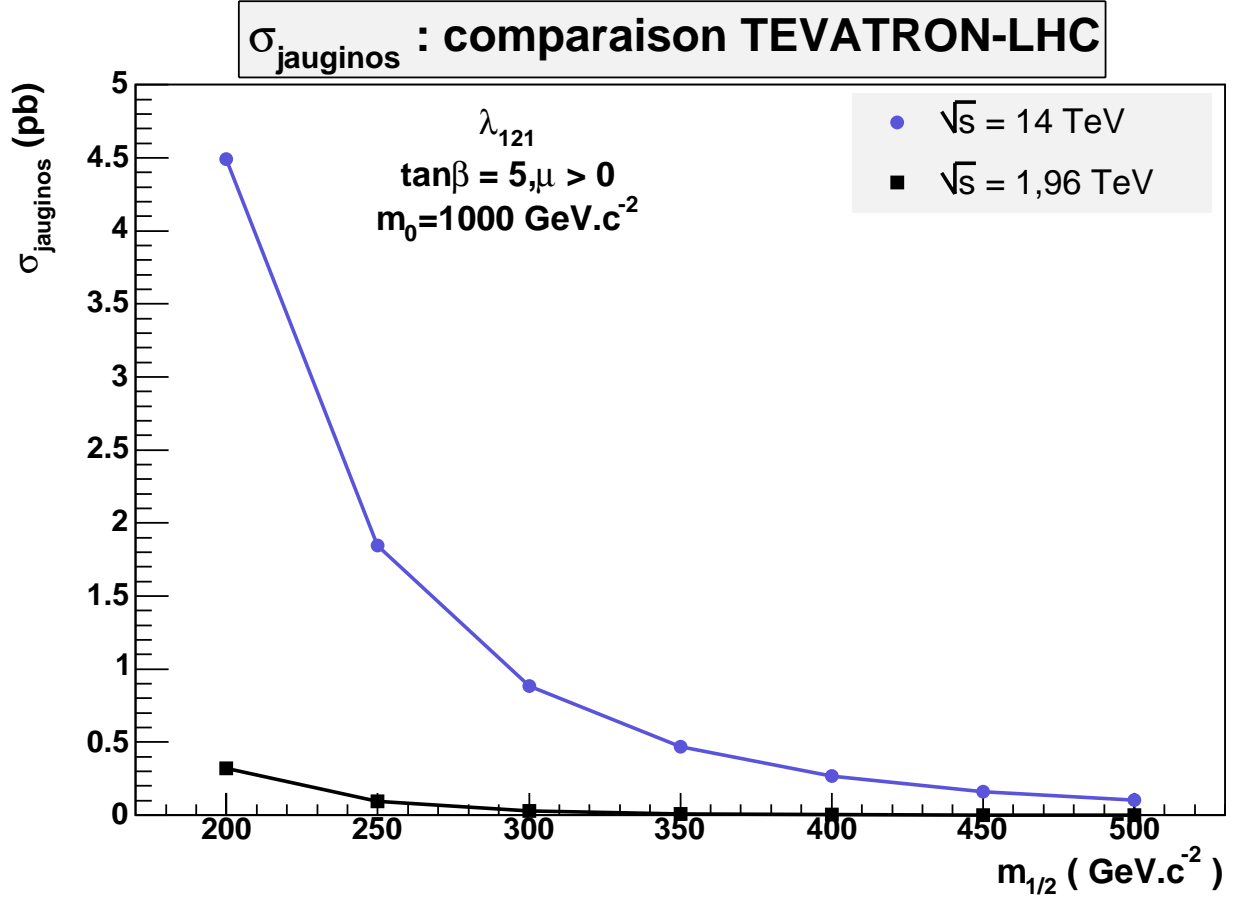


FIG. 8.20 – *mSUGRA* : comparaison des sections efficaces de production de paires de jauginos à des énergies dans le centre de masse de 14 TeV (collisions pp) et de 1,96 TeV (collisions $p\bar{p}$), avec $m_0 = 1000 \text{ GeV.c}^{-2}$, $\tan\beta = 5$, $A_0 = 0$ et $\mu > 0$ et pour quelques valeurs de $m_{1/2}$.

Bibliographie

- [1] http://www-fmi.fnal.gov/fmiinternal/MI_Technical_Design/index.html
- [2] Klaus Wille, *The Physics of Particle Accelerators, an introduction*, Oxford University Press (2000).
Edmund Wilson, *An introduction to Particle Accelerators*, Oxford University Press (2001).
- [3] S.Y.Lee, *Accelerator Physics*, World scientific (1999).
- [4] Alexander Wu Chao and Maury Tigner, *Handbook of accelerator Physics and Engineering* World scientific (1999).
- [5] <http://www-rfes.fnal.gov/global/technotes/TN/TN055.pdf>
- [6] IEEE transactions on Nuclear Science, *Experiments on electron cooling*, **Vol.NS-22, No.5** (October 1975).
http://www-ecool.fnal.gov/seminars/Nagaitsev_ecool_introduction.pdf,
Lecture on electron cooling.
- [7] <http://www-d0.fnal.gov/runcoor/run2best.html>
- [8] SMT Technical Design Report : http://d0server1.fnal.gov/projects/Silicon/www/tdr_final.ps
- [9] CFT Technical Design Report : http://d0server1.fnal.gov/projects/SciFi/cft_home.html
- [10] DØ Collaboration, *The Upgraded DØ Detector*, Versions preliminaire du Nuclear Instrumental Method pour le Run II de DØ,
http://www-d0.fnal.gov/Run2Physics/WWW/d0_private/reviews/Run2Det.pdf
- [11] Baffioni, Stéphanie. *Recherche du squark bottom se désintégrant en cascade dans l'expérience D0 auprès du Tevatron. Elaboration d'un format condensé de données*. Thèse de doctorat (30 avril 2003), Centre de Physique des Particules de Marseille (IN2P3/CNRS), UNIVERSITE DE LA MEDITERRANEE - AIX-MARSEILLE II.
- [12] Beaudette, Florian. *Identification d'électrons et application à la mesure de la section efficace de production du quark top avec le détecteur D0 au Tevatron*. Thèse de doctorat (28 avril 2003), Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire - Orsay, UNIVERSITE PARIS SUD - PARIS XI.
- [13] Présentation dans CALGO.
- [14] <http://www-clued0.fnal.gov/stark/LPCegamma.ppt>
- [15] DØ Collaboration, *Draft version of NIM paper for muon system*,
http://www-d0.fnal.gov/hardware/upgrade/muon_upgrade/d0_private/nim_draft.ps
- [16] <http://www.lal.in2p3.fr/CPEP/history/quantumt.html>
- [17] F. Halzen, A. D. Martin, *Quarks & Leptons*, John Wiley and sons (1984).

- [18] Delsart, Pierre-Antoine. *Etude du signal $H^0/A^0 \rightarrow \tau \mu$ aux collisionneurs hadroniques et intercalibration du calorimètre de D0 au RUN II du Tevatron*. Thèse de doctorat (13 octobre 2003), Institut de Physique Nucleaire de Lyon (IN2P3/CNRS), UNIVERSITE CLAUDE BERNARD - LYON I.
- [19] S. Eidelman et al., *2004 Review of Particle Physics*, Phys. Lett. **B592**, 1 (2004)
- [20] Perez, Emmanuelle. *Recherche de particules supersymétriques dans l'expérience H1*. Thèse de doctorat (17 Juin 1996), DAPNIA/SPP 96-1008.
- [21] C. Csáki, *TASI lectures on Extra-dimensions and Branes*, hep-ph/0404096 (2004).
- [22] R. S. Chivukula, *Lectures on Technicolor and Compositeness*, hep-ph/0011264 (2000).
- [23] R. Mohapatra, *Unification and Supersymmetry*, éditions Springer (2003).
- [24] S. P. Martin, *A supersymmetry primer*, hep-ph/9709356 (1997),
et références incluses.
- [25] S. Coleman, J. Mandula *Phys. Rev.* **159**, 1251 (1967).
- [26] R. Haag, J. Lopuszanski, M. Sohnius, *Nucl. Phys.* **B88**, 257 (1975).
- [27] R. Barbier et al., *R-parity violating supersymmetry*, hep-ph/0406039 (2004).
- [28] Besson, Auguste. *Etude des événements di-leptons + 4 jets dans le Run II de l'expérience D0 à Fermilab*. Thèse de doctorat (01 octobre 2002), Laboratoire de Physique Subatomique et de Cosmologie (IN2P3/CNRS), UNIVERSITE JOSEPH-FOURIER - GRENOBLE I.
- [29] S. Katsanevas, P. Morawitz, *Susygen 2.2*, IC/HEP/97-5 (1997).
- [30] N. Ghodbane, S. Katsanevas, P. Morawitz, E. Perez, *Susygen 3.00/43*
<http://lyoinfo.in2p3.fr/susygen/susygen3.html>
<http://www-d0.fnal.gov/computing/MonteCarlo/generators/susygen.html>
- [31] A. Djouadi, J.-L. Kneur and G. Moultaka, hep-ph/0211331 (2002),
Suspect : a Fortran Code for the Supersymmetric and Higgs Particle Spectrum in the MSSM
- [32] S. Dawson, *Nucl. Phys.*, **B261**, 297 (1985).
- [33] S. Rosier-Lees, note GDR-S-078,
Stau mixing effects on the $\tilde{\chi}_1^\pm$ and $\tilde{\chi}_1^0$ mass limits observed at LEP II.
LEP susy working group,
http://lepsusy.web.cern.ch/lepsusy/www/lspmsugra_summer02/02-06.2/mSUGRA_208.html
- [34] W. Beenakker et al, *Phys. Rev. Lett.*, **83** (1999) 3780.
- [35] T. Sjostrand, *Comp. Phys. Commun.*, **82** (1994) 74
CERN-TH 7112/93 (1993)
- [36] Conversation privée avec Michael Klasen (LPSC Grenoble).
- [37] http://www-clued0.fnal.gov/nunne/cross-sections/nnlo_xsect.html
- [38] <http://www.pa.msu.edu/hep/d0/11/framework/drawings.html>
- [39] <http://www-d0.fnal.gov/runcoor/run2best.html#startlumi>
- [40] http://www-d0.fnal.gov/trigger_meister/private/www/tl_desc/global.html
- [41] http://www-d0.fnal.gov/software/data_model/data_model.html
- [42] <http://www-d0.fnal.gov/computing/infrastructure/d0om/d0om.html>
- [43] <http://d0db.fnal.gov/d0db/>

- [44] F.E. Paige, S.D. Protopopescu, H. Baer and X. Tata, hep-ph/0001086.
- [45] HERWIG 6.4, G. Corcella, I.G. Knowles, G. Marchesini, S. Moretti, K. Odagiri, P. Richardson, M.H. Seymour and B.R. Webber, JHEP 0101 (2001) 010 [hep-ph/0011363] ; hep-ph/0210213.
- [46] M.L. Mangano, M. Moretti, F. Piccinini, R. Pittau, A. Polosa, *ALPGEN, a generator for hard multi-parton processes in hadronic collisions*, hep-ph/0206293.
M.L. Mangano, M. Moretti, R. Pittau, *Multijet matrix elements and shower evolution in hadronic collisions : $W B \bar{B}$ + N jets as a case study*, Nucl.Phys., **B632** 343-362 (2002), hep-ph/0108069.
F. Caravaglios, M. L. Mangano, M. Moretti, R. Pittau, *A new approach to multijet calculations in hadron collisions*, Nucl.Phys., **B539** 215-232 (1999), hep-ph/9807570.
- [47] <http://consult.cern.ch/writeup/pdflib/>
- [48] <http://www.wasd.web.cern.ch/wwwasd/geant/>
- [49] <http://www-d0.fnal.gov/computing/MonteCarlo/simulation/d0gstar.html>
Y. Fisyak, J. Womersley, DØ Note 3191 (1997),
D0gstar D0 GEANT Simulation of the Total Apparatus Response
http://d0sgl0.fnal.gov/d0upgrad/d0_private/software/montecarlo/d0gstar/tex/manual.ps
- [50] <http://www-d0.fnal.gov/computing/MonteCarlo/simulation/d0sim.html>
- [51] <http://www-d0.fnal.gov/computing/algorithms/status/index.html>
- [52] S. Protopopescu, S. Baffioni, E. Nagy, DØ Note 3979 (2002),
ThumbNail : a compact data format
- [53] <http://www-d0.fnal.gov/computing/sam/>
- [54] Aaron Pierce, DØ Note 3486 (1998),
A Comparison of Cone and KT Algorithms for the Reconstruction of a Higgs Boson at 110 GeV.
Laurent Duflot and Robert Hirosky, DØ Note 3746 (2000),
MC studies of jet algorithms in the RUN II framework.
- [55] Laurent Duflot and Melissa Ridell, DØ Note 3923 (2001),
The CellNN algorithm : cell level clustering in the D0 calorimeter.
- [56] G. Bernardi, B. Olivier, B. Knuteson, M. Strovink, DØ Note 3687 (1999),
NADA : A New Event by Event Hot Cell Killer.
Gregorio Bernardi Sophie Trincaz-Duvold, DØ Note 4057 (2002),
Improvement of the NADA Algorithm : Hot Cell Killing in D0 Run II Data.
- [57] U. Bassler et al. , DØ Note 4124 (2003),
Towards a Coherent Treatment of Calorimetric Energies : Missing Transverse Energy, Jets, E. M. Objects and the T42 Algorithm.
- [58] emid certification
http://www-d0.fnal.gov/phys_id/emid/d0_private/certification/welcome.html
- [59] J. Kozminski, R. Kehoe, H. Weerts, S.-J. Park, A. Quadt, J. Gardner, S. Jabeen, DØ Note 4449 (2004),
Electron Likelihood in p14.
D. Whiteson and L. Phaf, DØ Note 4184 (2003),
Electron Likelihood.
- [60] F. Beaudette and J.-F. Grivaz, DØ Note 3976 (2002),
The Road Method (an algorithm for the identification of electrons in jets).
F. Beaudette and J.-F. Grivaz, DØ Note 4032 (2002),
Electron identification and b-tagging with the road method.

- [61] Georg Steinbrueck, *Measurement of the Angular Distribution of Electrons from W Boson Decays at D0*, University of Oklahoma (1999).
http://www-d0.fnal.gov/results/publications_talks/thesis/steinbrueck/thesis.ps
- [62] R. Zitoun, DØ Note 3997 (2002),
Study of the Non Linearity of the D0 Calorimeter Readout Chain.
- [63] A. Cothenet, *Recherche des Leptoquarks de premiere generation dans l'etat final : 1 electron, au moins 2 jets et de l'energie manquante*. CPPM-Marseille (2004).
- [64] http://www-d0.fnal.gov/phys_id/emid/d0_private/certification/main_v4_1.html
- [65] Conversation privée avec Jan Stark (LPSC Grenoble).
Présentation du 3 mai 2005 de C. Schwanenberger, au meeting CALGO.
- [66] <http://www-d0.fnal.gov/computing/algorithms/calgo/photon/photon.html>
- [67] http://www-d0.fnal.gov/computing/algorithms/calgo/jet/jetID_p14.html
- [68] http://www-d0.fnal.gov/phys_id/jes/d0_private/certified/v5.3/links.html
B. Abbott *et al.* [D0 Collaboration], Nucl. Instrum. Meth. A **424**, 352 (1999) [arXiv :hep-ex/9805009],
Determination of the absolute jet energy scale in the D0 calorimeters.
- [69] M. Hohlfeld , DØ Note 4541 (2004),
Search for associated production of charginos and neutralinos in the emu+l final state.
- [70] http://www-d0.fnal.gov/computing/algorithms/muon/p14muon_v02.ps
- [71] http://www-d0.fnal.gov/computing/algorithms/calgo/met/met_cor_doc.html
- [72] <http://d0db.fnal.gov/qualitygrabber/qualQueries.html>
- [73] http://www-clued0.fnal.gov/pverdier/d0_private/MetRunSel/
- [74] S. Crépe-Renaudin, DØ Note 4023 (2002),
Energy corrections for geometry effects for electrons in Run II.
- [75] Rene Brun and Fons Rademakers, *ROOT - An Object Oriented Data Analysis Framework*,
Proceedings AIHENP'96 Workshop, Lausanne (Sep. 1996),
Nucl. Inst. & Meth. in Phys. Res., A **389** (1997) 81-86.
Voir aussi <http://root.cern.ch/>.
- [76] <http://www-d0.fnal.gov/Run2Physics/cs/index.html>
- [77] Thomas Nunnemann, DØ Note 4476 (2004),
NNLO Cross-Sections for Drell-Yan, Z and W Production using Modern Parton Distribution Functions.
- [78] J. Campbell, K. Ellis, <http://mcfm.fnal.gov>
- [79] <http://www-d0.fnal.gov/Run2Physics/wz/>
- [80] N. Kidonakis, R. Vogt, Phys. Rev. D **68**, 114014 (2003)
- [81] <http://www.imep-cnrs.com/avner/DeugB/node28.html>
- [82] http://www-clued0.fnal.gov/d0_mess/
- [83] D. Chapin, H. Fox, J. Gardner, R. Illingworth, A. Lyon, J. Zhu, DØ Note 4403 (2004),
Measurement of $Z \rightarrow ee$ and $W \rightarrow e\nu$ Production Cross Sections with $|\eta| < 2.3$.
- [84] D. Kaefer, A. Meyer, DØ Note XXXX (2005),
A search for RPV SUSY via the $LL\bar{E}$ Coupling λ_{122} in the $\mu\mu l$ Channel.

- [85] http://www-d0.fnal.gov/phys_id/luminosity/data_access/lm_access/doc/runrange_luminosity.html
- [86] http://d0db.fnal.gov/trigdb/cgi/trigdb_main.py
- [87] M. Paterno, DØ Note 2861 (2/26/1996),
Calculating Efficiencies and Their Uncertainties.
<http://home.fnal.gov/~paterno/probability/localresources.html>
- [88] A. C. Le Bihan, F Charles, DØ Note XXXX (2005),
Search for R-parity violated supersymmetry : λ_{133} coupling.
- [89] T. Edwards, S. Yacoob, T. Andeen, J. Park, B. Casey, M. Begel, R. Partridge, H. Schellman and A. Sznajder, DØ Note 4328 (2004),
The Updated DØ Luminosity Determination - Short summary.
- [90] T. Junk, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **434**, 435 (1999).
- [91] Y. Arnoud <http://lpsc.in2p3.fr/d0/documentation/CL.html>,
discussions avec Y. Arnoud.
- [92] B. Abbott et al., *Search for R-parity violation in multilepton final states in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1,8$ TeV*, *Phys. Rev. D* **62** 071701 (2001).
- [93] Y. Arnoud, A-M. Magnan, G. Sajot, DØ Note 4243 (2003),
Search for RpV SUSY in the tri-electron channel (λ_{121} coupling).
- [94] A-M. Magnan, G. Sajot, DØ Note 4522 (2004),
Search for RpV SUSY in the eel ($l=e$ or muon) channel (λ_{121} coupling).
- [95] A-M. Magnan, présentation au meeting annuel de la collaboration, Fresno (USA, juin 2004)
- [96] H. Hillemanns, P. Paganini, CMS Note 1999/053 (1999),
Search for R-parity violating supersymmetry in neutralino decay via lepton number violation at LHC in CMS.

Résumé

Cette thèse est consacrée à l'étude des premières données prises par le détecteur DØ durant la deuxième phase de fonctionnement du Tevatron (Run II). On a recherché des particules supersymétriques produites dans les collisions proton-antiproton avec une énergie dans le centre de masse de 1,96 TeV. Plus précisément, dans le cadre d'une théorie supersymétrique avec violation de la R-parité, on a étudié la production de paires de jauginos, suivie de la désintégration de chacune des LSP (χ_1^0) produites après cascades, en $ee\nu_\mu$ ou $e\mu\nu_e$ par l'intermédiaire du couplage λ_{121} . Avec la présence dans l'état final d'au moins deux électrons, on s'est particulièrement intéressé dans cette étude aux méthodes d'identification, de reconstruction, de déclenchement, et de corrections (en énergie) appliquées aux particules électromagnétiques. Dans une sélection à trois leptons dont au moins deux électrons, et de l'énergie transverse manquante, aucun évènement n'a été observé dans les 350 pb^{-1} de données analysées (période 2002-2004), pour $0,4^{+0,35}_{-0,05} \text{ (stat)} \pm 0,16 \text{ (sys)}$ attendu dans le Modèle Standard. Le signal est sélectionné avec une efficacité totale d'environ 12 %. Les résultats ont été interprétés dans deux modèles : mSUGRA et MSSM. En mSUGRA, des limites sur les valeurs de $m_{1/2}$, et de la masse des jauginos les plus légers ont été établies pour $\tan\beta = 5$, $A_0 = 0$, $m_0 = 100$ et 1000 GeV.c^{-2} et les deux signes de μ . En MSSM, en considérant des grandes masses de sfermions, on obtient une limite $m_{\chi_1^\pm} > 200 \text{ GeV.c}^{-2}$ à 95% CL, quelque soit la masse du χ_1^0 LSP.

Mots clés : Accélérateurs, DØ, Run II, Supersymétrie, R-parité violée, Susygen, couplage λ_{121} , identification de l'électron, corrections géométriques.

Summary

This thesis is dedicated to the study of the first data taken by the DØ detector during the Run II of the Tevatron. Supersymmetric particles have been search for in proton-antiproton collisions, with a center of mass energy of 1.96 TeV. In the framework of supersymmetry with R-parity violation, I have studied the pair production of Gauginos, leading to a pair of LSP (χ_1^0), each one decaying into $ee\nu_\mu$ or $e\mu\nu_e$ with a λ_{121} coupling. The final state contains at least two electrons : I have thus paid special attention in this work to the methods concerning identification and mis-identification of electromagnetic particles, as well as reconstruction, triggering, and correction (of the reconstructed energy). In a selection of trileptons, with at least two electrons, and some transverse missing energy, we observed 0 event in the 350 pb^{-1} of analyzed data, for $0,4^{+0,35}_{-0,05} \text{ (stat)} \pm 0,16 \text{ (sys)}$ expected from the Standard Model contributions. In the signal considered in this analysis, the selection efficiency is around 12%. Results have been studied in two models : mSUGRA and MSSM. In mSUGRA model, limits on $m_{1/2}$ and lightest gauginos's masses have been obtained, with $\tan\beta = 5$, $A_0 = 0$, $m_0 = 100$ and 1000 GeV.c^{-2} and both signs of μ . In MSSM, with the hypothesis of massive sfermions (1000 GeV.c^{-2}), we can exclude, at 95% Confidence Level, the region $m_{\chi_1^\pm} < 200 \text{ GeV.c}^{-2}$, for all masses of χ_1^0 LSP.

Keywords : Accelerators, DØ, Run II, Supersymmetry, R-parity violation, Susygen, λ_{121} coupling, electron identification, geometrical corrections.